Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgegeben von

Prof. Dr. **P. Debye**, in Leipzig

Prof. Dr. **F. Harms**, in Würzburg

und

Prof. Dr. **R. Seeliger**, in Greifswald

DREISSIGSTER JAHRGANG

1929

Mit 26 Tafeln

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

1929

530.5
P569
v.30

WITHDRAWN
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

Druck von August Pries in Leipzig

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1 — 1. Januar 1929 — Redaktionsschluß für Nr. 3 am 24. Januar 1929. — 30. Jahrgang

INHALT:

R. Tomaschek, Zur Erinnerung an Alfred Heinrich Bucherer. S. 1.

Originalmitteilungen:

G. Harig, Über die Absorption ultravioletten Lichtes durch flüssiges Kohlendioxyd. S. 8.

R. Möller, Die Kerr-Konstante des Nitrobenzols. S. 20.

G. D. Christescu, Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen. S. 24.

I. Würschmidt, Über die Bilder im Winkelspiegel. S. 27.

Besprechungen.

H. Danneel, Elektrochemie und ihre physikalisch-chemischen Grundlagen. IV. S. 31.

W. Georgii, Wettervorhersage. S. 31.

Lichtbiologie und Lichttherapie. S. 31.

R. Keller und J. Gicklhorn, Methoden der Bioelektrostatik. S. 31.

Berichtigung. S. 32.

Tagesereignisse. S. 32.

Personalien. S. 32.

Zur Erinnerung an Alfred Heinrich Bucherer.

Von R. Tomaschek.

Bald jährt sich zum zweiten Male der Tag, da A. H. Bucherer zur letzten Ruhe getragen wurde. Mit ihm ist ein Mann dahingegangen, dessen Name nicht nur mit der Entwicklung unserer Wissenschaft unzertrennlich verbunden ist, sondern der auch weit hinaus über das Gebiet einer engen Fachwissenschaft durch sein edles und hilfreiches Herz die Dankbarkeit Tausender sich erworben hat, die sich nicht laut und öffentlich äußert, aber dafür nicht minder stark auch über sein Grab hinaus die Herzen erfüllt. Und so seien die folgenden Zeilen, wenn sie auch nur einen Teil des Wirkens dieses seltenen Mannes erfassen können, nicht nur der Erinnerung an den Forscher, der neue Erkenntnis seiner Mitwelt schenkte, sondern auch dem Gedächtnis des Menschen, der ein gütiges und tatkräftiges Verstehen für seine Mitmenschen besaß, gewidmet.

Am 9. Juli 1863 wurde Alfred Heinrich Bucherer als Ältester unter sechs Geschwistern geboren. Sein Vater Heinrich Bucherer war geborener Kölner, Besitzer einer chemischen Fabrik. Die Mutter, eine geborene Engländerin, war eine überaus vielseitig gebildete Frau von lebhaftem Temperament, wovon ihr Sohn nicht wenig geerbt hatte. Die Atmosphäre des Elternhauses war eine mannigfach anregende, das reiche Wissen des Vaters in Chemie und Technik, sein großes Verständnis für die bildende Kunst, der Mutter hervorragende Begabung für Musik und Sprachen, der Verkehr mit bedeutenden Menschen aus Kreisen der Kunst und Industrie waren eine günstige Vorbereitung für das reiche wechselvolle Leben, welches A. H. Bucherer erwartete.

Nach kurzer Vorbereitung besuchte Bucherer die stadtkölnische Realschule, das jetzige Realgymnasium in der Kreuzgasse. Zu jener Zeit überwog bei Bucherer das Interesse für Sprachen seine mathematische und naturwissenschaftliche Neigung. Vor allem war Latein eine Sprache, in der er wohl zu allen Zeiten mühelos sich unter den ersten befand. Seine philologische Begabung hat

ihn auch später noch einmal vorübergehend zum Studium der romanischen Sprache veranlaßt. Bucherer besaß einen ausgeprägten Drang nach Freiheit und Unabhängigkeit, wodurch er schon in jugendlichen Jahren mit althergebrachten Anschauungen in Widerspruch geriet. Er hat sich damit seinen Lebensweg nicht gerade erleichtert, aber nur selten sich dadurch beirren lassen; obwohl er, wie alle, die ihm näherstanden, wissen, im Grunde seines Herzens gütig und menschenfreundlich war, so hat er doch niemals den Kampf gescheut und wenn er ihn führte, so führte er ihn meist mit einem für seine Gegner deutlich erkennbaren Nachdruck.

Seine Haltung verriet den Mann von Welt, der vieles gesehen und lebendig verarbeitet hatte, der von feinstem Kunstverständnis erfüllt, die Eindrücke von Kunst und Literatur auf sich wirken ließ, der selbst ausübend und schaffend (er komponierte selbst) künstlerisch tätig war und der es verstand, seine äußere Lebenshaltung seinen ästhetischen Bedürfnissen anzupassen. Die Sicherheit seines geraden und ruhigen Auftretens war gepaart mit einer erfrischenden Begabung für Witz und Ironie, die durch seine stets vornehme Haltung doppelt treffend wirkte. Kennzeichnend war auch für ihn eine Eigenschaft, die ihn befähigte, ein origineller Denker zu werden, der unbekümmert und ohne Kompromisse seinen eigenen Weg, den er für richtig hielt, ging: das war sein starkes Freiheitsgefühl, ohne subalternen Respekt vor der Autorität und zielbewußt in der Aussprache und Verteidigung dessen, was er als das Richtige erkannt hatte. Diese Eigenschaft führte bei seinem lebhaften Temperament zu manchem Konflikt mit seiner Umwelt und ließ ihn auch in der Wissenschaft oft Wege gehen, die im Gegensatz zur herrschenden Meinung standen; so wurde er oft mißverstanden und in literarische Kämpfe verwickelt, deren Auswirkungen sich manchmal bemerkbar machten.

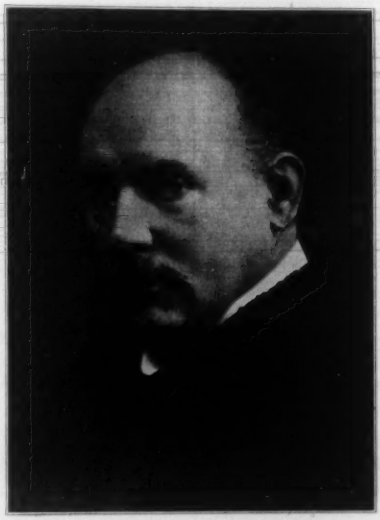
Er zeigte jene beneidenswerte Mischung von selbstständiger Geradheit und persönlicher Kultur, die ihn in Verbindung mit der Größe seines Gesichtskreises, mit seiner Güte und Menschenliebe zu dem vollkommenen Menschen machten, als der er in der Erinnerung derer, die ihn näher kannten, fortlebt.

Als Forscher zeigte Bucherer eine hohe mathematische Begabung und er handhabte mühelos die Anwendung der mathematischen Methoden auf die ihm entgegentretenden Aufgaben. Ein starker Sinn für die Tatsachen, das Bedürfnis nach Anschaulichkeit, verbunden mit einem hervorragenden Verständnis für die Technik, ließen ihn bei allen Problemen den Zusammenhang mit der Wirklichkeit nicht vergessen und auch dort, wo seine Arbeiten rein theoretisch sind, ist ihr Endzweck doch darauf gerichtet, keinen formalen Zusammenhang, sondern womöglich ein anschauliches Bild erstehen zu lassen. Und wenn er sich selbst gern als Theoretiker bezeichnete, so hat er doch seine entscheidenden Erfolge mit seinen theoretisch so gut vorbereiteten und technisch außerordentlich geschickt durchgeführten Experimenten erzielt.

Ebensowenig einseitig, wie sein Charakter war auch seine Ausbildung. Sie ist zunächst von Einflüssen der Technik bestimmt und gab so seiner theoretischen Begabung die glücklichste praktische Ergänzung.

Nach Leistung seiner einjährigen Dienstpflicht besuchte er im Jahre 1884 die technische Hochschule in Hannover. Schon nach einem Jahre zog es ihn in das damalige Wunderland der Technik, nach den Vereinigten Staaten, und im Winter 1885 setzte er seine Studien an der John Hopkins-Universität in Baltimore fort. Seine umfassenden Interessen zeigen sich darin, daß er dort mit Vorliebe auch philologische Studien betrieb. Besonders scheint ihn aber die Persönlichkeit von Ira Remsen angezogen zu haben und seine Ausbildung nahm vor allem eine chemische Richtung. Der Aufenthalt in Amerika ist für Bucherer von großem Einfluß gewesen. Lernte er doch dort eine große Reihe von Methoden kennen, die in Deutschland noch kaum in Gebrauch waren, teils auf dem Gebiete der Thermodynamik, teils auf dem der Vektoranalysis. Er hat nach seiner Rückkehr aus Amerika sehr dazu beigetragen, daß diese Methode

auch in Deutschland in Anwendung kam, wovon seine schnell hintereinander in zwei Auflagen erschienene Einführung in die Vektoranalysis (12) Zeugnis ablegt. Die Frucht der Lehr- und Wanderjahre in der amerikanischen Technik, die durch eine kurze Dozententätigkeit unter Verhältnissen, wie sie nur in den Vereinigten Staaten und nur damals möglich waren, und von der er gerne mit Humor erzählte, waren einige kleinere Arbeiten auf chemischem Gebiet, wie etwa die Darstellung von Al_2S_3 (1), die mit Hinblick auf eine technisch vorteilhafte Erzeugung des Aluminiums unternommen war, wie denn auch ein Patent aus dieser Zeit die erste technisch brauchbare Methode zur Gewinnung von Aluminium durch Elektrolyse des Sulfides darstellt. Einige weitere Patente befassen sich mit den gerade damals neuen Hertzschen Entdeckungen und zeigen, einen wie weit ausschauenden technischen Blick Bucherer besaß. Er arbeitete ein Verfahren aus, um mit Hilfe elektromagnetischer Wellen Nachrichten zu übermitteln und nahm 1892 ein Patent auf die Anwendung elektromagnetischer Wellen zur Fernübertragung von Bildern. Eine Frucht seiner 1893 wieder fortgesetzten Studien an der Cornell-Universität, Ithaca, war die deutsche Bearbeitung des Buches von Bedell und Crehore über die Theorie der Wechselströme.



Im Jahre 1895 reiste er mit reichem wissenschaftlichem Gewinn und vielseitigster Erfahrung nach Deutschland zurück, um bei F. Braun in Straßburg seine Studien zu beschließen. Ein Thema aus seiner amerikanischen Studienzeit, das ihm wohl im Laboratorium Remsens begegnet war, bildete die Aufgabe seiner Dissertation (5). Sie behandelt das Problem der Wirkung des Magnetismus auf die EMK. und knüpft an eine Beobachtung Remsens an, daß ein Eisenstab, welcher in einer $CuSO_4$-Lösung in ein magnetisches Feld gebracht wird, an den Stellen höherer magnetischer Feldstärke weniger rasch angegriffen wird. Mit seiner reifen Erfahrung gelingt es ihm rasch und eindeutig, das Problem zu lösen und auf Konzentrationsänderungen an den Stellen verschiedener Feldintensität zurückzuführen.

In den folgenden drei Wanderjahren, die ihn unter anderem auch nach Leipzig zu Ostwald führen, sind es hauptsächlich Themen der Anwendung der Thermodynamik, die ihn beschäftigen (3, 4, 6, 8, 9, 10) und die auch in einem Buche (7) ihren Niederschlag finden[1]). Sie zeigen sehr deutlich seine unabhängige Denkweise, die ihn durchaus mit den damals herrschenden Anschauungen über die Dissoziation der Elektrolyte in Gegensatz treten läßt und die die thermodynamische Schulung, die er durchgemacht hatte, erkennen lassen.

Mit seiner Habilitation in Bonn für das Fach der physikalischen Chemie endet 1899

1) Darstellung einiger Ergebnisse bei M. Trautz in Graetz, Handb. d. El. u. d. Magn. **1**, 561, 1918.

diese vielbewegte Epoche seiner Lehr- und Wanderjahre, zugleich auch seine direkte Beschäftigung mit der Thermodynamik. Zuerst als Privatdozent, dann als ordentlicher Honorarprofessor gehörte er der Bonner Fakultät an, bis er 1923 sein Amt in Unmut niederlegte, da die Neuordnung der Befugnisse der Honorarprofessoren ihm als unberechtigte Beeinträchtigung wohlerworbener Rechte erschien. Doch blieb er der Universität stets innerlich verbunden und hat bis in seine letzten Tage im physikalischen Institut eine Arbeitsstätte gehabt, bis ihn der Tod mitten aus der Vorbereitung neuer Experimente herausriß.

Hier in Bonn beginnt nun die zweite und glücklichste Periode seines Schaffens. Bucherer wendet sich hier einem neuen Komplex von Problemen zu. Haben schon seine oben erwähnten Patente erkennen lassen, daß er von frühester Zeit an die Fortschritte der elektromagnetischen Forschung nicht nur verfolgt, sondern auch fruchtbar zu machen versucht hat, so wendet er sich nun ganz diesem Gebiete zu, und wir sehen ihn hier in erster Reihe der vordringenden Pioniere stehen. Zwei Hauptthemen, miteinander eng verknüpft, sind es, die damals das allgemeine Interesse auf sich lenkten: Die Erforschung einerseits der Eigenschaften des Elektrons und andererseits des Einflusses der Bewegung auf die elektromagnetischen Erscheinungen, eines Problems, das durch den Michelsonschen Interferenzversuch von neuem in Fluß gekommen und durch die eben aufkommende Relativitätstheorie und die Ätheranschauungen von A. H. Lorentz in den Mittelpunkt der Forschung gerückt war. Die Verbindung beider Probleme war es, die ihn reizte, und als Frucht seiner Überlegungen ergab sich eine theoretische Untersuchung über das Kraftfeld einer sich gleichförmig bewegenden Ladung (11). Er konnte zeigen, daß auch unter Annahme eines ruhenden Äthers das Kraftfeld einer bewegten Ladung für einen mitbewegten Beobachter symmetrisch verteilt zu einer Ebene bleibt, die man sich senkrecht zur Bewegungsrichtung durch die Ladung gelegt denkt. Das damit eng verbundene Problem des Einflusses der Erdbewegung ließ er in einer Untersuchung behandeln, die diesen Einfluß auf die Intensität des Lichtes feststellen sollte. Von P. Nordmeyer unternommen, führte sie zu dem Ergebnis, daß eine Wirkung der Erdbewegung sicher die Intensität um weniger als $^1/_{300\,000}$ ändert (13). Bucherer konnte nun zeigen, daß das Nordmeyersche Ergebnis nicht mit der Theorie des ruhenden Äthers in Widerspruch steht, sondern daß die durch den Strahlungsdruck geleistete Arbeit, die offenbar der Wärme des Körpers entnommen wird, bzw. in ihn als Wärme übergeht, gerade den Einfluß der Bewegung kompensiert, so daß bei Vernachlässigung höherer Potenzen von $\frac{v}{c}$ die Intensität der Strahlung bei gemeinsamer translatorischer Bewegung von Lichtquelle und Beobachter nicht geändert wird. Er kommt hierbei zu der sehr interessanten Anschauung eines neuen Relativitätsprinzips, die auch heute noch in gewisser Form zur Diskussion steht, daß nämlich elektromagnetische Erscheinungen durch eine Bewegung nur beeinflußt werden, wenn Materie sich relativ zu Materie bewegt. In ausführlicher Entwicklung dieser Vorstellungen (21, 24) zeigt er die Vereinbarkeit der bisherigen elektrodynamischen Ergebnisse mit diesem Prinzip, wenn auch allerdings seine eigenen späteren Versuche über die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Elektronenmasse schließlich zugunsten der Lorentzschen Anschauungen entscheiden. Ein auf Grund der entwickelten Vorstellungen unternommener geistreicher Versuch, in einem relativ zu einem Magnetfeld ruhenden Leiter durch Relativbewegung desselben gegen eine paramagnetische Flüssigkeit eine elektrische Kraft nachzuweisen, ergab sich als negativ (14).

Das Verhalten von Ladungen bei Bewegung (11) war nun am besten zu studieren an dem Verhalten der bewegten Elektronen. Dies führte ihn zu einem eingehenden, zunächst theoretischen Studium der Eigenschaften der bewegten Elektronen, wie die sehr originelle „Mathematische Einleitung in die

Elektronentheorie" (16) zeigt. Theoretische Bemühungen, aus dem Verhalten des Elektrons eine Vorstellung von der Form und Struktur desselben zu erhalten, bilden den Gegenstand mehrerer Arbeiten (16, 17, 18, 22, 23). Nimmt man die Lorentzkontraktion für das Elektron, welches in der Ruhe als kugelförmig angenommen wurde, als gültig an, so läßt sich zeigen, daß es einen gewissen von der Geschwindigkeit abhängigen Betrag von Energie nicht elektromagnetischer Art enthalten müßte. Bucherer untersucht die Frage, welche Form man dem Elektron zuschreiben müßte, um sowohl den Erfahrungen gerecht zu werden, als auch die obige Schwierigkeit zu umgehen. Er kommt zu dem Ergebnis, daß dies für eine derartige Deformation der Fall ist, daß bei Bewegung ein Ellipsoid von den Achsen

$$a_0 \cdot \varkappa^{1/3}; \quad a_0 \varkappa^{-1/3}; \quad a_0 \varkappa^{-1/3} \left(\varkappa = 1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)$$

entsteht, das konstanten Rauminhalt zeigt. Es würden also alle Abmessungen eines translatorisch bewegten Systems in der Bewegungsrichtung im Verhältnis $1 : \varkappa^{1/3}$ verkürzt und senkrecht zur Bewegungsrichtung im Verhältnis $1 : \varkappa^{-1/3}$ dilatiert werden. Bucherer konnte zeigen, daß auf diese Weise ebenfalls die negativen Ergebnisse z. B. des Michelsonschen Versuches erklärt werden können. Diese Ausführungen Bucherers fanden große Beachtung, besonders da die Messungen von Kaufmann über die Abhängigkeit der Masse der Elektronen von der Geschwindigkeit die Formeln Bucherers zu bestätigen schienen. Eine Schwierigkeit, die sich seinen Ableitungen entgegenstellte, lag auf dem Gebiete der Dispersionserscheinungen, Der Kern dieser Schwierigkeiten war die unvollständige Erfüllung des Prinzips der Relativität der Bewegungen. Auf Grund des bereits oben erwähnten von ihm aufgestellten Relativitätsprinzips ergab sich gegenüber der Lorentzschen Theorie eine Abweichung in der Größe der Kräfte, welche Elektronen im magnetischen Felde erfahren, wenn sie schief gegen das Feld fliegen. Da sich ferner die Genauigkeit der Kaufmannschen Versuche für eine Entscheidung zwischen beiden Hypothesen nicht als ausreichend zeigte, ging Bucherer selbst daran, die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit zu bestimmen (27—31). Das Prinzip ist das der gekreuzten Felder: β-Strahlen, von einer punktförmigen Strahlungsquelle ausgehend, durchfliegen das elektrische Feld eines Kondensators, dessen Kraftwirkung durch Überlagerung eines den Platten parallelen homogenen Magnetfeldes innerhalb des Kondensators kompensiert wird. Nach dem Austritt aus dem Kondensator wirkt das Magnetfeld allein und lenkt die Strahlen ab, die dann auf einen photographischen Film fallen. Bei sehr engem Kondensator hat dieses Verfahren den Vorteil, daß nur Strahlen von nahezu einheitlicher Geschwindigkeit austreten können. Die Eleganz dieser Methode beruht vor allem darauf, daß es sich bei dieser Anordnung nur um eine Reihe ganz elementarer Messungen handelt, wie Potentialdifferenzen der Hochspannungsbatterie, Messungen der Konstanten des Solenoids nach der Kompensationsmethode, einfache Längen- und Dickenmessungen bei der Bestimmung der Höhe des Kondensators. Auch die Korrektionsgrößen (vor allem Randwirkung) des Kondensators sind auf das feinste berücksichtigt, und es ist bemerkenswert, daß viel spätere, sehr genaue Versuche (siehe C. Schaefer, Ann. Phys. **49**, 936, 1916) mit denselben Apparaten die Bucherschen Werte vollständig bestätigt haben. Dies zeigt, daß Einwände, die gegen Bucherers Messungen bald nach ihrem Bekanntwerden erhoben wurden, tatsächlich der Begründung entbehrten[1]), und die experimentelle Meisterschaft Bucherers wird dadurch ins hellste Licht gestellt. Die Versuche ergeben einwandfrei, daß allein die zur damaligen Zeit zur Diskussion stehende Formel der Massenabhängigkeit von Lorentz-Einstein vollkommen den Experimenten entspricht. Wie hoch die Leistung Bucherers eingeschätzt wird, mag aus den

1) Siehe auch die Diskussion der Bucherschen Ergebnisse bei G. A. Schott, Phil. Mag. **6**, 50, 389, 1925.

Worten R. A. Millikans hervorgehen (Das Elektron, S. 174, 1922), der die Entdeckung Bucherers als eine der allerwichtigsten Entdeckungen des 20. Jahrhunderts bezeichnet. Besonders diese in ihren Folgen für die fernere gedankliche Entwicklung der physikalischen Auffassung sehr weitreichende Klärung des Tatbestandes war es, die zu der großen Beachtung geführt hat, die diesen Versuchen entgegengebracht wurde. Mit Recht sind die Originalapparate dieser in ihrer Einfachheit bemerkenswerten Anordnung im Deutschen Museum in München der Nachwelt erhalten.

Es ist klar, daß die weitere Entwicklung der Anschauungen, zu denen seine Untersuchungen einen so mächtig fördernden Beitrag gegeben hatten, Bucherer stets intensiv beschäftigte. Aber erst nach Abklingen all der Wirren der Kriegs- und Nachkriegsjahre beginnt die Auseinandersetzung mit der neueren Entwicklung und damit die dritte Schaffensperiode, die nicht minder stark als die vorhergehenden das Gepräge seiner selbständigen Persönlichkeit zeigt. Sein Geist war auf bildhafte, mechanische Anschaulichkeit eingestellt, und charakteristisch ist der letzte Satz, den er veröffentlichte; er sagt, daß es als Aufgabe des Physikers bestehen bleibe, ein Bild der optischen Vorgänge zu schaffen, das die Erscheinungen der Polarisation und der Bewegung aus den Eigenschaften eines elastischen Mediums erklärt. So ist es ganz naturgemäß, daß das Einsteinsche Weltbild ihm nicht genügen konnte, und es war sein heißes Bemühen, durch eine konsequente Fortentwicklung der klassischen Mechanik die durch die Relativitätstheorie aufgeworfenen Fragestellungen zu beantworten. Sein Weg läßt sich durch die Reihe der diesbezüglichen Veröffentlichungen ganz systematisch verfolgen. Es sind drei Erfahrungen, mit deren Hilfe ein weiterer Ausbau der Mechanik versucht wird. Zunächst, die von ihm selbst so genau bestimmte Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit, ferner die Äquivalenz von Energie und Masse nach der Hasenöhrlschen Beziehung $mc^2 = E$ und schließlich die aus den Experimenten von Zeeman und Southern folgende Tatsache, daß diese Energiemasse auch Schwere besitzt. Während er in den ersten Arbeiten außerdem noch die Gleichung $E = h\nu$ als Grundlage für notwendig hält (32, 33, 34, 35), gelingt es ihm später (36), mit den oben erwähnten Annahmen auszukommen. Es läßt sich auf diese Weise eine Rotverschiebung und eine Merkurperihelbewegung ableiten. Die Werte weichen etwas von den Einsteinschen ab, doch liegen die Differenzen durchaus innerhalb der Unsicherheit der jetzigen Erfahrungsgrenzen. Auch ein Wert für die Feinstruktur der Wasserstofflinien kann berechnet werden (41), der sich sehr gut dem Mittelwert der älteren Messungen anschließt und der erheblich kleiner ist, als der Einsteinsche. Mit besonderem Nachdruck wies er dabei auf eine prinzipielle Abweichung seiner Ableitungen gegenüber den Einsteinschen hin, die darin besteht, daß die Gesetzmäßigkeiten der Gravitationserscheinungen sich mit dem Standort des Beobachters als veränderlich zeigen, während nach Einstein diese Gesetzmäßigkeiten invariant sind. Er vertrat seinen Standpunkt mit der ihm eigenen Energie und Zähigkeit, und selbst die letzten Veröffentlichungen verraten die ungebrochene Frische seines kämpferischen Geistes. Auch hier war es wieder sein Ziel, die Unklarheiten durch ein Experiment zu lösen, das die Schwierigkeiten und die durch die Reflexion an bewegten Spiegeln vorhandenen Unsicherheiten des Michelsonschen Interferenzversuches vermeiden sollte (42). Mitten aus den Vorbereitungen hat ihn, der in ungebrochener Schaffensfreude auch äußerlich auffallend jung geblieben war, der Tod hinweggerafft, einen Mann, der ein Vorbild jener Tugend war, die er selbst in einer Rede an die heimkehrenden Kriegsgefangenen als die edelste im deutschen Geist bezeichnete, der Freude an echter, vom Pflichtgefühl getragener Arbeit.

Literaturverzeichnis.

1) Über die Bildung von Schwefelaluminium. Zeitschr. f. angewandte Chemie **16**, 1892.

2) Deutsche Bearbeitung des Buches „Alternating Currents" von Bedell u. Crehore München, Oldenbourg. 1904.

3) Elektrochemie und Energetik, Elektrochem. Zeitschr. **3**, 29, 1896.

4) Über Stromleitung, Elektrochem. Zeitschr. **3**, 101, 1896.

4a) D.R.P. Galvanisches Gaselement mit Sauerstoff und Kohlenoxydzuführung. Nr. 88, 327, 6. IV. 1895.

5) Elektromotorische Kraft und Verteilungsgleichgewicht. Zeitschr. f. phys. Chemie **20**, 328, 1896.

6) Die Wirkung des Magnetismus auf die elektromotorische Kraft. Diss. Leipzig, J. A. Barth, 1896 und Wied. Ann. **58**, 564, 1896.

7) Grundzüge einer thermodynamischen Theorie elektrochemischer Kräfte. Freiberg i. Sachs. Verlag v. Craz u. Gerlach 1897.

8) Nachtrag zu: Die Wirkung des Magnetismus auf die elektromotorische Kraft. Wied. Ann. **59**, 737, 1896.

9) Zur Theorie der Thermoelektrizität der Elektrolyte und der Metalle. Leipzig, Metzger und Wittig, 1898.

10) Zur Theorie der Thermoelektrizität der Elektrolyte. Ann. d. Phys. **3**, 204, 1900.

11) Über das Kraftfeld einer sich gleichförmig bewegenden Ladung. Ann. d. Phys. **8**, 326, 1902.

12) Elemente der Vektoranalysis. Leipzig, Teubner, 1. Auflage 1902; 2. Auflage 1905.

13) Über den Einfluß der Erdbewegung auf die Intensität des Lichtes. Ann. d. Phys. **11**, 270, 1903.

14) (mit A. Pflüger): Das magnetische Analogon zur Bewegung eines Dielektrikums im elektrischen Felde. Physik. Zeitschr. **4**, 616, 1903.

15) Zur Thermodynamik der radioaktiven Vorgänge. Phys. Zeitschr. **5**, 730, 1904 und Sitzgsb. d. Niederrhein. Ges. **11**, Juli 1904.

16) Mathematische Einführung in die Elektronentheorie. Leipzig, Teubner, 1904.

17) Das Feld eines rotierenden Elektrons. Phys. Zeitschr. **6**, 225, 1905.

18) Die Rotation eines Elektrons mit Volumladung. Phys. Zeitschr. **6**, 269, 1905.

19) Das deformierte Elektron und die Theorie des Elektromagnetismus. Phys. Zeitschr. **6**, 833, 1905.

20) Das von einem mitbewegten Beobachter wahrgenommene Feld einer rotierenden geladenen Kugel. Phys. Zeitschr. **7**, 256, 1906.

21) Ein Versuch, den Elektromagnetismus auf Grund der Relativbewegung darzustellen. Phys. Zeitschr. **7**, 553, 1906.

22) Über das Feld gleichförmig rotierender geladener Körper. Phys. Zeitschr. **7**, 820, 1906.

23) Elektronenschwingungen in bewegten Systemen und die Form der Elektronen. Sitzgsb. d. Niederrhein. Ges. f. Natur- u. Heilkunde. Bonn 1906.

24) On a new Principle of Relativity in Electromagnetism. Philos. Magazine **13**, 413, 1907.

25) The action of uniform electric and magnetic fields on moving electrons. Phil. Mag. **13**, 721, 1907.

26) Les potentiels retardes transformés. Arch. d. sc. phys. et natur. 112. (IV) **23**, 129, 1907.

27) Neue experimentelle Anordnung zu Messungen an Becquerelstrahlen. Phys. Zeitschr. **8**, 430, 1907.

28) Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 688, 1908 und Phys. Zeitschr. **9**, 755, 1908.

29) The principle of relativity and on the electromagnetic mass of the electron. Phil. Mag. **15**, 1908. The principle of relativity, a reply to E. Cunningham. Phil. Mag. **16**, 1908.

30) Die experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzips. Ann. d. Phys. **28**, 513, 1909.
Nachtrag zu meiner Arbeit: „Bestätigung des Relativitätsprinzips". Ann. d. Phys. **29**, 1063, 1909.
Antwort auf die Kritik von Bestelmeyer bezügl. meiner exper. Bestätigung des Relativitätsprinzips. Ann. d. Phys., **30**, 1909.
Erwiderung auf die Bemerkungen des Hrn. A. Bestelmeyer. Ann. d. Phys. **33**, 853, 1910.

31) Die neuesten Bestimmungen d. spezif. Ladung des Elektrons. Ann. d. Phys. **37**, 597, 1912.

32) Die Rotverschiebung der Sonnenlinien. Phys. Zeitschr. **21**, 451, 1920.

33) Gravitation und Quantentheorie I. Ann. d. Phys. **68**, 1, 1922.

34) Gravitation und Quantentheorie II. Ann. d. Phys. **68**, 546, 1922.

35) Die Planetenbewegung auf Grund der Quantentheorie und eine Kritik der Einsteinschen Gravitationsgleichungen. Ludw. Röhscheid, Bonn 1923. II. Auflage 1924.
The movement of planets according to the quantum theory, and a critical comment on Einstein's gravitational equations. Ludwig Röhrscheid, Bonn 1923. English Transl., printed by McIlroy Emmet, New York.

36) Die Masse als Funktion des Schwerepotentials. Zeitschr. f. Phys. **26**, 188, 1924.
37) Die Rolle des Standorts in der Relativitätstheorie. Ann. d. Phys. **73**, 397, 1924.
38) Nachtrag zur Arbeit: Über die Masse als Funktion des Schwerepotentials. Zeitschr. f. Phys. **28**, 335, 1924.
39) Die Mechanik und das Einsteinsche Invarianzprinzip. Zeitschr. f. Phys. **32**, 894, 1925.
40) Einwände gegen die Arbeit von G. Maneff, Die Gravitation und das Prinzip der Wirkung und Gegenwirkung. Zeitschr. f. Phys. **32**, 406, 1925.
41) Die Feinstruktur der Wasserstofflinien. Zeitschr. f. Phys. **37**, 395, 1926.
42) Notiz über einen geplanten Versuch zur Prüfung der Äthertheorie des Lichtes. Zeitschr. f. Phys. **41**, 18, 1927.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Absorption ultravioletten Lichtes durch flüssiges Kohlendioxyd.

Von G. Harig.

Über das Absorptionsspektrum des Kohlendioxyd.

Gasförmiges CO_2 zeigt bekanntlich sehr charakteristische und starke Absorptionsbanden im Ultraroten. Andererseits hat aber zuerst Miller[1]) nachgewiesen, daß im sichtbaren Teil des Spektrums CO_2 keine Absorption hervorruft. Die Versuche Millers wurden von Liveing und Dewar[2]) sowie von P. Baccei[3]) wiederholt. Doch selbst bei Schichtdicken von 165 cm und einem Druck von 50 Atm. bzw. von 70 m und 22 Atm. konnte keine Spur einer Absorption beobachtet werden.

Der in der vorliegenden Arbeit verwendete Spektrograph zeigt im sichtbaren Licht nur eine sehr geringe Dispersion. Soweit aber die damit erhaltenen Aufnahmen ausreichen, hat sich stets eine Bestätigung dieser Resultate gefunden. Selbst bei der anfänglich verwendeten Schichtdicke von 110 cm konnte weder bei gasförmigen CO_2 noch bei verflüssigtem eine Spur einer Absorption im sichtbaren Teil des Spektrums festgestellt werden.

Gasförmiges CO_2 ist wohl zuerst von Liveing und Dewar[4]) auf seine Absorption im ultravioletten Bereich des Spektrums untersucht worden. Sie verwenden eine *Cd*-Funkenstrecke als Lichtquelle und finden keine merkliche Absorption.

Eine geringe Absorption im äußersten Ultraviolett konnte Kreußler in einer Arbeit „Anwendung des photoelektrischen Stromes zur Photometrie ultravioletter Strahlen" nachweisen[1]). Bei Besprechung der Resultate dieser Arbeit wird noch näher auf seine Werte eingegangen werden. Schumann konnte im Bereich der Schumann-Strahlen bei c. 1850 A. E. Absorptionsbanden des CO_2 unter Atmosphärendruck beobachten[2]).

Über das Absorptionsspektrum von flüssigem CO_2 im sichtbaren und ultravioletten Teil des Spektrums liegen keine Angaben vor. Auch aus den Untersuchungen von Liveing und Dewar über die Absorption flüssiger Luft[3]) geht nichts darüber hervor.

Die Versuchsanordnung.

Da es sich um eine Untersuchung in ultravioletttem Licht handelt, ist ein indirektes Verfahren durch Photographieren der erhaltenen Spektren das gegebene. Eine schematische Darstellung der ganzen Apparatur gibt Fig. 1.

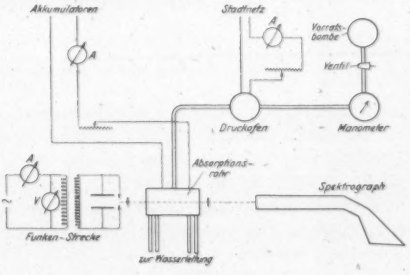


Fig. 1.

1) Miller, Phil. Trans. **152**, II, 861, 1862.
2) G. D. Liveing u. Dewar, Phil. Mag. (5), **26**, 286, 1888.
3) P. Baccei, Nuovo Cim. (4), **9**, 177, 1899.
4) G. D. Liveing u. Dewar, Roy. Proc. **46**, 222, 1889.

1) Kreußler, Ann. d. Phys. (4), **6**, 412, 1901.
2) Schumann, Smithson. Contr. to Knowledge T. **29**, 1413, 1903.
3) G. D. Liveing u. Dewar, Phil. Mag. (5), **40**, 268, 1895.

Die optische Anordnung.

Das Licht einer Funkenstrecke wurde durch eine Sammellinse aus Quarz in das noch näher zu beschreibende Absorptionsrohr geworfen und durch eine zweite Linse auf den Spalt des Spektrographen abgebildet. Als Spektrograph stand ein großer Quarzspektrograph der Firma Hilger, London, zur Verfügung. Kollimator, Prismentisch und Fernrohr sind auf einer massiven gußeisernen Bank festmontiert, nur die nötige Schiefstellung der Platte kann in geringen Grenzen variiert werden. Bei der Aufstellung des Apparates konnte so erreicht werden, daß der ultraviolette Teil des Spektrums vollkommen scharf auf der Platte abgebildet wurde. Um hier, wie überhaupt zeitraubende Aufnahmen zu vermeiden, stellte ich mir nach den Angaben von Steubing[1]) eine fluoreszierende Mattscheibe her, die sich während der ganzen Arbeit aufs vorteilhafteste bewährt hat. An dem massiven Unterbau des Spektrographen war eine kleine optische Bank angebracht worden (s. Harnack, Diss. Leipzig 1911). Auf dieser konnten die Linsen und das Absorptionsrohr bequem in den gewünschten Abständen befestigt werden.

Als Lichtquelle diente ein Cd-Funke, weil Cd im Ultravioletten außer mehreren kräftigen Linien ein verhältnismäßig kräftiges kontinuierliches Spektrum aufweist. Das Cd wurde von Kahlbaum in kleinen Stangen geliefert und in unveränderter Form in die Funkenstrecke eingesetzt. Als Transformator diente ein kleiner technischer Öltransformator für 15000 Volt. Der Kondensator ist ein Ölkondensator mit 13 Platten, die in der Größe 30 × 30 cm belegt waren und von denen anfänglich 6, später 3 benutzt wurden. Er ist im hiesigen Institut hergestellt worden. Als Stromquelle diente ein Generator, der seinerseits aus dem städtischen Netz gespeist wurde.

Die Druckerzeugung und Druckleitung.

Das CO_2 wurde in den handelsüblichen Bomben von der Kohlensäure A.-G. Engelsdorf bei Leipzig bezogen. Nach einer nochmaligen Reinigung des von der Gesellschaft mit besonderer Sorgfalt hergestellten CO_2, über die ausführlich berichtet werden wird, konnte es aus einer solchen Bombe unter ihrem Dampfdruck, der bei Zimmertemperatur etwa 58 bis 60 Atmosphären beträgt, entnommen werden. Es war aber unbedingt nötig, auch andere Drucke nach Belieben hervorrufen zu können. In der Druckleitung mußte also eine Apparatur zur Erhöhung des Druckes angebracht werden. Die üblichen Pumpen zur Erzeugung so hoher Drucke konnten nicht verwendet werden, da sie alle mit Öl- oder Wasserdruck arbeiten und hierbei eine Verunreinigung des CO_2 durch diese Substanzen nicht vermieden werden kann. Man entschied sich daher für eine Druckerzeugung durch Heizen des flüssigen CO_2. Die Bombe selbst zu heizen ist wegen allzu großer Explosionsgefahr ausgeschlossen. In die Druckleitung wurde deshalb ein Gefäß eingeschaltet, das durch einen elektrischen Ofen geheizt werden konnte. Dieses Gefäß ist ein Stahlrohr von 60 mm äußerem und 17 mm innerem Durchmesser und einer Länge von 50 cm. Um dieses Rohr ist Ni-Draht zwischen Asbest aufgewickelt. Dieser Ofen wurde mit 110 Volt städtischer Spannung geheizt und mit Stromstärken bis zu 25 Ampere, wodurch sich Drucke von maximal 382 kg/qcm erzielen lassen. Die verhältnismäßig starke Heizung erklärt sich aus dem Umstand, daß sich die geringe Weite der Druckleitungsröhren dadurch unangenehm bemerkbar machte, daß es unmöglich war, die ganze Leitung mit CO_2-Flüssigkeit gefüllt zu erhalten. Sowie aber irgendwo Gas auftritt, wirkt die Temperaturerhöhung wesentlich geringer zur Steigerung des Drucks als bei vollkommen verflüssigtem Leitungsinhalt.

Die Druckleitung von einem Apparat zum andern bestand aus Mannesmann-Rohr von 5 mm äußerem und 2,5 mm innerem Durchmesser. Von der Vorratsbombe führte die Leitung über ein Absperrventil zu einem Federmanometer der Fa. Schäffer & Budenberg, Magdeburg (s. Fig. 1). Dort war gleichzeitig ein Ablaßventil angebracht, durch das das CO_2 aus der Leitung herausgelassen werden konnte. Vom Manometer führte die Druckleitung von oben her zu dem eben beschriebenen Druckofen und von dort zum Absorptionsrohr. Vor und nach dem Druckofen war ein 120 cm bzw. 80 cm langes stärkeres Rohr von 10 mm äußerem und 3 mm innerem Durchmesser verwendet worden, da zu befürchten war, daß das dünnere die hohen Temperaturen des Druckofens, die sich durch die gute Wärmeleitung des Stahles weit verbreiteten, nicht aushalten könnte. Von Zeit zu Zeit wurde die ganze Leitung durch längeres Durchspülen mit CO_2 gereinigt.

Das Absorptionsrohr.

Am meisten Aufmerksamkeit mußte auf die Konstruktion eines geeigneten Absorptionsgefäßes verwendet werden, da für die vorliegenden Zwecke sich alle bisherigen Ausführungen als unbrauchbar erwiesen. Das Absorptionsgefäß, das das CO_2 aufnehmen sollte, mußte ohne optisch beeinflußt zu werden, imstande sein, Drucke bis zu 100 Atm. und gleichzeitig Tempe-

1) Steubing, Physik. Zeitschr. **26**, 329, 1925.

raturen bis zu 100° C auszuhalten, ohne undicht zu werden. Es sei hier gleich bemerkt, daß die endgültige Ausführung des Absorptionsrohres bequem Drucke bis zu 1000 kg/qcm bei Temperaturen bis 500° C verträgt.

Es war von vornherein klar, daß das Absorptionsgefäß nur ein Stahlzylinder von geeigneten Dimensionen sein konnte, der horizontal in den Lichtweg gelegt wird. Es blieben noch zwei Fragen zu lösen, die nach einem geeigneten dichten und lichtdurchlässigen Verschluß und die nach der Möglichkeit der Variation der Schichtdicke des absorbierenden Mediums, da natürlich nicht daran gedacht werden konnte, für jede Dicke eine neue Bombe herzustellen.

Die erste Schwierigkeit wurde nach den Erfahrungen im hiesigen Institut auf folgende Weise gelöst: in einem leicht konisch ausgebohrten Stahlzylinder, dessen Gestalt und Dimensionen aus Fig. 2 ersichtlich sind, wurde mit Schellacklösung ein ebenfalls konisches Stück geschliffener kristallisierter Quarz fest eingekittet.

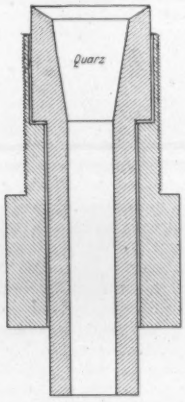


Fig. 2.

Dieselben Fenster wurden in allen Ausführungen des Absorptionsrohrs beibehalten, doch dürfte es sich empfehlen, für ähnliche Zwecke besser zylindrische Quarzstücke zu verwenden, da sie einmal, wie festgestellt werden konnte, Drucke unter 1000 kg/qcm bequem aushalten, und andererseits bei plötzlichen Druckänderungen nicht so leicht springen werden wie die konischen bei denen die Druckkräfte komplizierter verteilt sind. Im Laufe der Arbeit ist es zweimal passiert, daß der Quarz im Fenster ohne ersichtlichen Anlaß plötzlich einen inneren Sprung aufwies, so daß, obgleich alles dicht blieb, deutliche Anzeichen von muscheligem Bruch im Inneren gesehen werden konnten. Diese Stahlzylinder werden durch je eine Überfangmutter auf beiden Seiten auf das Rohr aufgepreßt. Die Dichtung wird bewirkt durch einen scharfen kreisrunden Stahlgrat am inneren Ende des Zylinders, der auf einen Ring weichen Eisens aufgedrückt wird. Das CO_2 wurde durch eine seitlich mitten auf der Rohrwand befindliche Öffnung zugeführt, in die ein Zwischenstück aus Stahl eingeschraubt werden konnte, das seinerseits mit dem Ende der Druckleitung verschraubt wurde. Die innere Weite dieser Einführung beträgt 4 mm. Die Dichtung erfolgte auch hier wie in allen andern Fällen auf die soeben beschriebene Weise.

Das erste Absorptionsrohr war entsprechend dem Absorptionsvermögen des gasförmigen CO_2 ein 120 cm langes Rohr aus Chromnickelstahl, das aus drei Stücken, die aneinandergeschraubt werden konnten, bestand. Während bei gasförmigem CO_2 durch eine 110 cm dicke Schicht noch keine wesentliche Absorption hervorgerufen wird, stellte sich bald heraus, daß für CO_2 in flüssigem Zustand die Länge von 14 cm des Mittelstückes viel zu groß ist. Da eine wesentlich kleinere Dimensionierung dieses Teiles wegen der hohen Beanspruchung durch den Druck unmöglich war, wurde die wirksame innere Länge dadurch verkleinert, daß man dazu überging, Zylinder aus kristallisiertem Quarz in das Absorptionsrohr einzulegen. Nachdem sich herausgestellt hatte, daß sich der vorhandene geschmolzene Quarz wegen seiner Absorption im Ultravioletten nicht eignete, wurden uns von Zeiss die gewünschten Stücke kristallisierten Quarzes in den verlangten Längen und mit einem Durchmesser von 12 mm geliefert, so daß sie sich mühelos in das Absorptionsrohr einschieben ließen.

Bald stellte sich jedoch heraus, daß das beschriebene Absorptionsrohr noch wesentliche Verbesserungen nötig hatte. Einmal erwies es sich als unbedingt nötig, an dem Absorptionsrohr eine Kühlung anzubringen, da man nur dann erwarten darf, wirklich flüssiges CO_2 im Absorptionsrohr zu haben, weil durch die lange Leitung in den engen Druckrohren das CO_2 kaum in das Absorptionsgefäß fließt. Man bekommt dort nur den gesättigten Dampf. Außerdem aber waren schon beim ersten Versuch mit höherer Temperatur beide Fenster (bei etwa 230°C) gesprungen, wohl infolge der verschiedenen Ausdehnungs- und Kompressibilitätskoeffizienten von Stahl und Quarz. Die Versuche ergaben schließlich ein Absorptionsrohr, dessen Längsschnitt in Fig. 3 dargestellt ist. In der Figur ist links das Rohr durch das aufgeschraubte Fenster geschlossen, rechts ist es offen. Das ganze Rohr ist aus einem

Stück Chromnickelstahl gedreht. Das zu untersuchende CO_2 befindet sich nur im mittleren Teil des Rohres, das im übrigen durch Quarzzylinder ausgefüllt ist. Dort befinden sich die Öffnungen, um das CO_2 einlassen zu können. Es sind deren zwei vorhanden, die um 90° gegeneinander gedreht sind, um stets den Anschluß an die Druckleitung bequem herstellen und im Bedarfsfalle das CO_2 direkt aus dem Rohre herauslassen zu können. Die nicht benutzte Öffnung kann durch einen einschraubbaren Stahlstempel verschlossen werden. Dieser mittlere Teil des Absorptionsrohres kann durch einen elektrischen Ofen geheizt werden. Der Ofen besteht aus Ni-Draht,

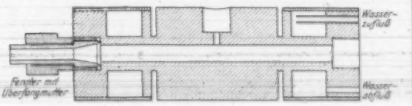


Fig. 3.

der zwischen Asbest auf einen Messingzylinder aufgewickelt ist, und konnte über das Absorptionsrohr geschoben werden. Die Heizung erfolgte durch die Akkumulatorenbatterie des Instituts. In der Außenwand des Absorptionsrohres befindet sich eine Vertiefung von 10 mm, in die von außen durch den Ofen hindurch und geschützt durch eine 75 mm lange Hülse aus Asbest ein Thermometer eingeführt werden kann. Die Innentemperaturen wurden empirisch ermittelt durch besondere Versuche, bei denen die Temperaturen an einem inneren und an dem Außenthermometer verglichen wurden. Durch zweckmäßig angebrachte Asbestscheiben wurde dafür gesorgt, daß der Zustand hierbei dem bei geschlossenem Absorptionsrohr möglichst nahe kam. Der mittlere Teil des Absorptionsrohres ist zur Wärmeisolation durch zwei tiefe Einschnitte von den Seitenteilen getrennt, in denen sich die Kühlung befindet, so daß die Fenster des Rohres stets auf niedriger Temperatur gehalten werden können. Die Kühlung erfolgt durch fließendes Wasser, das direkt aus der Leitung entnommen werden kann. Die Lage der beiderseitigen Zu- und Ableitung des Wassers ist in Fig. 3 angegeben.

Die Schichtdicke.

Besondere Schwierigkeiten bot die genaue Bestimmung der Schichtdicke, die nach Einschieben der Quarze dem CO_2 noch verblieb. Einmal ließ sich diese Länge deswegen nur ungenau bestimmen, weil sich nicht genau feststellen läßt, wie weit die Verschraubung der Fenster angezogen werden, und zweitens werden sich unter dem Einfluß des hohen Innendruckes die Dimensionen des Gefäßes wie der Quarze ändern. Ich kam deshalb auf den Gedanken, den Querschnitt des nach Einlegen der Quarze zurückbleibenden Restraumes durch Einschieben eines halbkreisförmigen Quarzes zu teilen. Dadurch wird natürlich das Spektrum in seiner ganzen Länge halbiert. Auf beide Teile des Spektrums wirkt der Teil des CO_2 absorbierend, der zwischen den einzelnen Quarzen über den ganzen Querschnitt verteilt ist. Dazu tritt aber im oberen Teil noch die Schicht, die sich über dem Halbquarz befindet, so daß sich aus dem Vergleich der beiden Hälften des Spektrums die Absorption für die Dicke des Halbquarzes unmittelbar ergibt (s. im Abschnitt Berechnung). Die Dicke des Halbquarzes aber läßt sich mit einer Mikrometerschraube ohne Mühe bestimmen.

In besonderen Versuchen mußte zunächst festgestellt werden, ob der Strahlengang so einzurichten war, daß sich eine scharfe Abbildung auf dem Spalt des Spektrographen ergab. Diese Untersuchung wurde auf einer gewöhnlichen optischen Bank ausgeführt, um auf diese Weise die Stellungen der Lichtquelle, der Linsen und des Absorptionsrohres genau zu ermitteln. Da sich mit nicht-parallelem Licht eine bessere Lichtausnützung ergab, wurde folgender Strahlengang gewählt: Die Vorderfläche des Halbquarzes wird (im Absorptionsrohr) an die Stelle gebracht, wo sich das von der ersten Linse erzeugte Bild des Funkens befindet (s. Fig. 4). Dort tritt dann, da der Halbquarz eine Dicke von 0,4 mm bis maximal 1,0 mm hat, die oben und unten verschiedene Absorption ungestört durch sich kreuzende Lichtstrahlen ein. Dieses „absorbierende Bild" wird durch die zweite Linse auf den Spalt des Spektro-

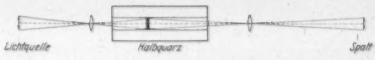


Fig. 4.

graphen scharf abgebildet. Da das ganze Linsensystem nicht achromatisch ist, erhielt ich die Trennung der beiden Hälften des entstehenden Spektrums nicht gleichzeitig für alle Wellenlängen vollkommen scharf, doch ließ sich mit Hilfe der Fluoreszenzplatte der dunkle Trennungsstrich durch leichte Korrektion an der Linsenstellung sehr einfach und schnell für einen genügend großen Wellenlängenbereich scharf einstellen. Kontrollaufnahmen bei leerem Rohr ergaben bei jedem Versuch den optischen Unterschied zwischen den beiden Teilen des Spektrums, der durch die Reflexion an dem Halbquarz oder eventuell durch ungenügende Zentrierung des Strahlenganges auftritt.

Zugleich bietet diese Methode den Vorteil, bis zu einem gewissen Grade von der Inkonstanz der Lichtquelle unabhängig zu werden, da die Absorption allein aus den beiden gleichzeitig aufgenommenen Teilen des Spektrums bestimmt wird. Ebenso fällt eine besondere Bestimmung des Reflexionsvermögens des Absorptionsgefäßes weg.

Die Intensitätsmarken.

Zur Auswertung der photographierten Spektren ist es notwendig, auf jeder Platte Intensitätsmarken anzubringen, mit deren Hilfe später die Schwärzungskurve der Platte bestimmt werden kann. In der vorliegenden Arbeit sollen die Absorptionskoeffizienten des CO_2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt werden. Es mußten also Intensitätsmarken für alle diese Wellenlängen aufgenommen werden.

Nach den von Chr. Winther[1]) angegebenen Verfahren wurden Drahtnetze verwendet, die in den Strahlengang an geeigneter Stelle eingeschoben werden und als neutralgraue Filter wirken, d. h. das Licht in allen Wellenlängen gleichmäßig schwächen. Aus feinstem Eisendrahtnetz von 0,4 mm Maschenweite, bei einer Drahtstärke von 0,145 mm, das über hölzerne Rahmen gespannt wurde, konnten zwei solche Filter hergestellt werden. Sie wurden nacheinander unmittelbar vor die erste Linie gestellt und ergaben zwei verschiedene Schwächungen, so daß sie sich gegenseitig selbst korrigierten, falls durch unvorhergesehene Umstände eines von beiden versagen sollte. Im Verlauf der sehr zahlreichen Aufnahmen hat sich jedoch herausgestellt, daß jedes einzelne den gestellten Anforderungen voll genügte.

Die Lichtschwächung, die durch die Netze hervorgerufen wird, wurde empirisch mit Hilfe einer Photometerbank und eines Lummer-Brodhunschen Photometers bestimmt. Da die Netze neutralgraue Filter darstellen, kann man weißes Licht zum Photometrieren verwenden. Die Berechtigung dieses Vorgehens, die schon dadurch bewiesen wird, daß beide Netze Schwärzungen ergaben, die untereinander in Übereinstimmung standen, wird nachträglich durch eine Spezialuntersuchung von Gr. Landsberg[2]) bestätigt. Es ergab sich durch zahlreiche Messungen eine Schwächung von 22,54% für das Drahtnetz I und von 37,03% für das Drahtnetz II. ($\log p_1 = -0{,}3530$, $\log p_2 = -0{,}5686$, falls $p = I/I_0$ das Verhältnis des durchgelassenen zum auffallenden Licht bezeichnet.)

1) Chr. Winther, Zeitschr. f. wiss. Phot. **22**, 125, 1923.

2) Gr. Landsberg, Zeitschr. f. Phys. **46**, 106, 1927.

Das Reinigen des Kohlendioxyds.

Wie bereits erwähnt, wurde das zu den Versuchen nötige CO_2 nicht selbst hergestellt, sondern von der angegebenen Firma bezogen. Trotz sehr sorgfältiger Herstellung war es jedoch unbedingt nötig, das CO_2 vor der Benutzung nochmals zu reinigen.

Während ich mich mit den Fragen der Reinigung des CO_2 beschäftigte, habe ich eine Beobachtung gemacht, die meines Wissens noch nicht allgemein bekannt ist: Öl löst sich in flüssigem CO_2. Zu den Vorversuchen wurde nämlich das CO_2 so benutzt, wie es aus dem Werke kam. Während nun die Flächen der Quarze im Absorptionsrohr sauber blieben, wenn gasförmiges CO_2 im Rohr gewesen war, zeigte sich stets (manchmal allerdings erst nach mehrmaliger Füllung, wegen der geringen Menge) ein leichter tröpfchenförmiger Beschlag, der zwar zu gering war, um chemisch untersucht werden zu können, sich aber durch Geruch und Flecken auf Papier als Mineralöl erkennen ließ. Ich konnte nun feststellen, daß der Beschlag immer erst dann auftrat, wenn das vorher flüssige CO_2 verdampfte, sei es, daß die Temperatur so weit gestiegen war, sei es, daß der Druck bei Zimmertemperatur vermindert wurde. Ich konnte sogar beobachten, daß sich beim langsamen Herauslassen des CO_2 Ränder von feinsten Tröpfchen an den Quarz ansetzten, als sich der Spiegel des flüssigen CO_2 unter lebhaften Kocherscheinungen von oben nach unten in dem Absorptionsrohr senkte. Wurde das CO_2 wieder verflüssigt, verschwand der Rand, um beim erneuten Verdampfen ebenso wie vorher wieder aufzutreten. Somit erscheint es als gesichert, daß in flüssigem CO_2 Öl normal oder kolloidal lösbar ist. Es steht auch damit in Einklang, daß beim technischen Betrieb in den zu zweien oder dreien hintereinandergeschalteten Ölabscheidern sich dort am meisten Öl abscheidet, wo das CO_2 zu warm ist, um flüssig zu sein.

Durch diese Beobachtungen und durch eine besondere chemische Untersuchung des Inhalts einer Bombe, die als wesentliche Verunreinigung Wasser, Öl und Spuren von Eisen (von den Wänden der ganz neuen Bombe) aufwies, hatte sich ergeben, daß das CO_2 in diesem Zustand zu Absorptionsbestimmungen keinesfalls verwendet werden konnte.

Lange Versuche ergaben schließlich folgendes Reinigungsverfahren. Das CO_2 wurde in einer neuen Eigentumsbombe des Instituts bezogen, und durch eine zweite kleinere Bombe hindurchgeblasen, die ebenso wie ein technischer Ölabscheider eingerichtet worden war. Ihr Verschlußkopf hatte zwei Ventile. Das eintretende Gas wurde in einem engen Rohr bis etwa zur

halben Höhe der Bombe geleitet und verbreitete sich dann im ganzen Volumen, wobei die vorhandenen Verunreinigungen, da ja das CO_2 gasförmig war, abgeschleudert werden mußten. Durch die zweite Öffnung am Kopf wurde das Gas in eine dritte Bombe von 3 l Inhalt geleitet, die unter der Wasserleitung gekühlt wurde, so daß sich in ihr das CO_2 wieder verflüssigte. Diese Bombe war vor ihrer Benutzung mehrere Male sorgfältig mit Alkohol und Äther gereinigt und danach mehrere Male mit CO_2 gefüllt worden, ehe eine neue Füllung für den Versuch benutzt wurde. Durch diese Destillation des CO_2 habe ich stets so reines CO_2 erhalten, daß im Absorptionsrohr ebenso wie in den Kontrollaufnahmen des Spektrums nach oft zehnstündiger Versuchsdauer ohne CO_2 keine mit der beobachteten vergleichbare Absorption auftrat.

Die dritte Bombe besaß ebenfalls zwei Ventile am Kopf, von denen eines an ein Rohrende angeschlossen war, das bis dicht über den Boden der Bombe reichte. Dadurch ist es möglich, ohne die Bombe umkehren zu müssen, sowohl CO_2-Dampf, wie CO_2-Schnee aus der Bombe zu entnehmen. Öffnet man nämlich das mit dem Rohrende verbundene Ventil, so drückt der CO_2-Dampf die darunter befindliche Flüssigkeit durch dieses Rohr heraus, ebenso wie in den bekannten Sodawasserflaschen. Öffnet man aber das andere Ventil, so entweicht einfach der oben lagernde Dampf. Diese Vorrichtung dürfte sich über den hier vorliegenden Zweck hinaus in allen Fällen empfehlen, wo CO_2-Schnee oder flüssiges CO_2 aus einer Bombe entnommen werden soll, da hierdurch das lästige Umkehren der Bomben vermieden wird, bei dem außerdem die Gefahr besteht, daß etwa vorhandene Verunreinigungen, die sich abgesetzt haben oder obenauf schwimmen, von neuem mit dem CO_2 vermischt werden.

Nach vollendeter Destillation wurde die kleine Bombe mit dem Ventil, aus dem flüssiges CO_2 austritt, am Anfang der Druckleitung angeschraubt.

Der Gang der Versuche.

Eine Serie von Versuchen verlief im allgemeinen in folgender Weise. Nach der genauen optischen Einstellung mit Hilfe der Fluoreszenzplatte und nachdem der Funken sich mindestens eine Viertelstunde lang eingebrannt hatte, wurden zunächst nacheinander vier Aufnahmen ohne CO_2 ausgeführt. Die erste bei unveränderter Lichtstärke, die zweite und dritte mit dazwischen geschobenem I. bzw. II. Drahtnetz, die letzte endlich ebenso wie die erste ohne Drahtnetz als Kontrollaufnahme, um die Änderung der Intensität des Funkens feststellen zu können. Diese Reihe von Aufnahmen gibt erstens die Möglichkeit, die Schwärzungskurve der benutzten photographischen Platten zu berechnen und zweitens die Korrektion, die anzubringen ist, um den optischen Unterschied der beiden Teile des Spektrums zu eliminieren. Die Aufnahmen dauerten vier oder fünf Minuten und wurden bei einer Spaltbreite von 0,03 mm ausgeführt. Diese Verhältnisse waren so gewählt, daß bei möglichst kleiner Spaltbreite die letzten ultravioletten Linien in dem Teile des Spektrums, der durch die Absorption geschwächt war, mit genügender Stärke hervortraten, ohne daß die Schwärzungen im langwelligeren Bereich zu intensiv wurden, um gemessen werden zu können. Nach diesen vorbereitenden Aufnahmen wurde das CO_2 in die Leitung und das Absorptionsrohr eingelassen. Nach mehrmaligem Durchspülen mit CO_2, um die Luft aus der Leitung zu entfernen, wurde das Ablaßventil fest zugeschraubt und die Kühlung des Absorptionsrohres in Betrieb gesetzt, um das CO_2 dort zu kondensieren. Nach frühestens $2^1/_2$ Stunden wurde die Zuleitung zur Bombe verschlossen und eine erste Aufnahme gemacht mit CO_2 bei einer Temperatur, die um einige Grad niedriger als die Zimmertemperatur war, und unter dem Druck, der sich selbständig ergeben hatte. Hierauf wurde meist zuerst die Druckheizung eingeschaltet und einige Aufnahmen bei unveränderter Temperatur und höherem Druck vorgenommen. Später wurde auch die Heizung des Absorptionsrohres eingeschaltet, um nach Erreichung des stationären Gleichgewichtes zwischen Heizung und Kühlung, was meistens eine Stunde dauerte, weitere Aufnahmen bei höheren Temperaturen ausführen zu können.

Hierbei konnte der Druck entweder konstant gehalten oder durch stärkere Druckheizung weiter erhöht werden. Da sich auf diese Weise Druck und Temperatur des untersuchten Gases unabhängig voneinander wählen ließ (die etwaige Druckerhöhung durch Heizung des Absorptionsrohres kommt wegen der geringen Menge des darin enthaltenen CO_2 praktisch nicht in Frage), war es möglich, jeden Punkt des Zustandsdiagramms des CO_2 oberhalb einer gewissen unteren Grenze für Druck und Temperatur zu erreichen. Am interessantesten waren aber die Erscheinungen in der Nähe des kritischen Punktes, deshalb wurde darauf verzichtet, höhere Drucke als 100 kg/qcm und höhere Innentemperaturen als 50° C herzustellen. Die Ablesung ist bis auf 1/10 kg/qcm und 1/10 Grad genau. Diese Genauigkeit erwies sich in Anbetracht der großen Fehler, die durch die photographischen Platten und deren Auswertung verursacht werden als vollkommen hinreichend.

Nach Beendigung einer jeden Versuchsreihe wurde meist noch eine Aufnahme gemacht, nachdem das CO_2 schon aus der Leitung herausgelassen worden war, um zu kontrollieren, ob sich nichts geändert habe an der Einstellung, sei es optisch durch Verschiebung der Linsen, sei es durch leichte Verunreinigungen des Absorptionsrohres. Wie schon erwähnt, war diese Änderung nie mit der durch das CO_2 hervorgerufenen Lichtabsorption auch nur annähernd vergleichbar.

Die Auswertung der photographischen Platten.

Zu den Aufnahmen wurden Hauff-Ultra-Rapid-Platten verwendet. Sie wurden mit Methol-Hydrochinon bis zu schwacher Schleierung der unbelichteten Teile entwickelt und in saurem Fixierbad ausfixiert. Hierbei ergaben sich die zu beobachtenden Schwärzungen ungefähr in der Nähe der durch das zweite Drahtnetz hervorgerufenen, so daß meistens eine Interpolation selten eine Extrapolation der Schwärzungskurve erforderlich war. Da die Genauigkeit aller solcher Messungen recht gering ist, wurde Wert darauf gelegt, die Genauigkeit durch zahlreiche Aufnahmen zu erhöhen. Hiermit fiel aber die Möglichkeit ein Hartmannsches Photometer zum Bestimmen der Schwärzungen zu benutzen, vollkommen weg, und da ein geeignetes Koch-Goossches Registrierphotometer nicht zur Verfügung stand, wurden die Platten an die Physikalisch-Technische Reichsanstalt zum Photometrieren eingeschickt. Der dortige Apparat ist ein Photometer mit dem Übersetzungsverhältnis 1:1 zwischen auszuphotometrierender und Registrierplatte. Er ist speziell zum Registrieren von Absorptionsspektren konstruiert worden[1]). Außer der sich ergebenden Kurve der Schwärzungsverteilung wurde auf jeder Platte noch die Schwärzung einer unverändert montiert gebliebenen Schwärzungsplatte als Kontrolle registriert, um die Möglichkeit zu haben, verschiedene Registrierplatten miteinander zu vergleichen.

Es handelt sich zunächst nun darum, die Ausschläge auf den Registrierplatten, d. h. die Abstände der Punkte der Kurve der Schwärzungsverteilung von der Nullinie an möglichst zahlreichen Stellen auszumessen. Herr Prof. Weigert machte mir den Vorschlag, von den Registrierplatten Blaupausen auf Millimeterpapier herzustellen, auf denen diese Abstände unmittelbar abgelesen werden konnten. Da damals kein fertiges Papier im Handel zu haben war, stellte ich mir nach bekanntem Verfahren[2]) solches Papier her, mit dem sich ohne große Mühe die gewünschten Abzüge herstellen lassen. Eine Abbildung davon befindet sich in Weigert, Optische Methoden der Chemie, Tafel VIII, Fig. 24, Lpz. 1927. Das Verfahren empfiehlt sich in allen Fällen, wo auf eine allzu genaue Ausmessung kein besonderer Wert gelegt zu werden braucht und besonders dann, wenn die Kurve gleichmäßig verläuft, so daß sie nicht zu fein wird, wie es beim plötzlichen Ausschlag an einer Spektrallinie immer der Fall zu sein pflegt. In den hier vorliegenden Fällen jedoch zeigte sich, daß wesentliche Feinheiten der Kurve durch dieses Verfahren verloren gingen, und ich wählte deshalb eine andere Methode, die alle Genauigkeitsanforderungen in weitgehendstem Maße befriedigt.

Die Platten werden in einem senkrecht festmontierten Rahmen eingeschoben, in dem sie sich seitlich verschieben lassen und die fraglichen Abstände mit einem davor ebenfalls festmontierten Kathetometer ausgemessen. Auf diese Weise konnte ich die Platten genauer messen, als es bis jetzt geschehen zu sein scheint. Es ergab sich, daß die Abstände zwischen der Nullinie und den einzelnen Zacken, welche letztere schon bei schwacher Vergrößerung keine scharfe Spitze zeigen — der helle Fleck geht allmählich in die dunkle Schwärzung über — sich mit einer Genauigkeit von 0,04 mm bestimmen lassen. Aus dem Vergleich zweier unmittelbar nacheinander ausgeführten Registrierungen desselben Spektrums, bei dem an der Montierung der Spektralplatte nichts geändert worden war, geht hervor, daß die mittlere Genauigkeit des Registrierphotometers auch in diesen Grenzen liegt. In sehr ungünstigen Fällen scheint die Genauigkeit des Apparates allerdings noch geringer zu sein. Doch dürfte sie wohl für die weitaus meisten Verwendungen des Koch-Goosschen Registrierphotometers vollauf genügen[1]).

Berechnung.

Die gemessenen Abstände l wurden nach folgenden Formeln zur Berechnung der Schwärzungskurve und der Absorptionskoeffizienten umgerechnet:

Bezeichnet man mit I_0 die Intensität des auf die Platte auffallenden Lichtes, mit I die des durchgegangenen, so ist die Schwärzung S der betreffenden Stelle definiert durch

$$S = \log \frac{I_0}{I} = \log I_0 - \log I .$$

1) Goos, Physik. Zeitschr. 22, 648, 1921.

2) Eder, Handbuch d. Photographie, 4. Teil, 239, Halle 1900.

1) Zudem ist der Apparat der Phys.-Techn. Reichsanstalt, der durch einen andern ersetzt werden soll, eine ältere Konstruktion und vielleicht durch die Neukonstruktionen von H. Goos und der Fa. Zeiss bereits überholt.

J ist nun proportional zu dem Ausschlag l des Einfadenelektrometers im Registrierphotometer. Zum Vergleich mehrerer Registrierplatten muß noch dividiert werden durch den Ausschlag L einer bestimmten Stelle der Kontrollkurve (siehe im vorangehenden Abschnitt). Bezeichnet man den Quotienten $\frac{l}{L}$ mit l' und $\log l'$ mit $(-s)$, so erhält man für die Schwärzung den Ausdruck:

$$S = A + Bs, \qquad (1)$$

wobei A und B Konstanten bedeuten, die in den folgenden Rechnungen durch Subtraktion und nachfolgende Division eliminiert werden.

Im folgenden soll der an S bzw. s angehängte Index die Nummer des betreffenden Spektrums auf der Platte bedeuten, so daß sich s_1, s_2, s_3, s_4 stets auf die vier ersten Aufnahmen ohne CO_2 bezieht. Einmal gestrichene Größen sollen sich auf den oberen Teil des Spektrums, doppelt gestrichene auf den unteren Teil beziehen, bei dem gegebenenfalls die Absorption in Erscheinung tritt. Bei konstanter Belichtungszeit ist, solange man sich im geradlinigen Teil der Schwärzungskurve befindet, die photochemisch durch die Lichtintensität i hervorgerufene Schwärzung bestimmt durch die Gleichung

$$S = b \log i + c.$$

Bedeutet p_1, p_2 die durch das erste bzw. zweite Drahtnetz verursachte Lichtschwächung (s. im Abschnitt die Intensitätsmarken) und $p_3 = \frac{p_2}{p_1}$ deren Verhältnis, so ergibt sich also für die vier ersten Spektren jeder Platte:

$$\begin{aligned} S_1' &= b \log i' + c; & S_1'' &= b \log i'' + c \\ S_2' &= b \log p_1 i' + c; & S_2'' &= b \log p_1 i'' + c \\ S_3' &= b \log p_2 i' + c; & S_3'' &= b \log p_2 i'' + c \\ S_4' &= b \log i' + c; & S_4'' &= b \log i'' + c. \end{aligned}$$

Von diesen Größen sind durch Registrierungen bekannt: S_1', S_1'', S_2', S_3', S_4''. Unter Berücksichtigung des Ausdruckes (1) für die Schwärzung ergibt sich somit:

$$a = \frac{b}{B} = \frac{S_2' - S_1'}{\log p_1} = \frac{S_2' - S_4'}{\log p_1} = \frac{S_3' - S_1'}{\log p_2} = \frac{S_3' - S_4'}{\log p_2} = \frac{S_3' - S_2'}{\log p_3}.$$

Diese fünf Größen werden berechnet und durch Mittelwertbildung die Größe a bestimmt. Mit deren Hilfe kann man jetzt das Verhältnis i'/i'', das den optischen Unterschied zwischen den beiden Teilen des Spektrums angibt, bestimmen aus der Formel:

$$\log \frac{i'}{i''} = \frac{B\,(s_1' - s_1'')}{a \cdot B} = \frac{\delta}{a},$$

worin δ eine Abkürzung für $s_1' - s_1''$ bedeutet. Nach diesen Berechnungen ist es möglich, die durch das CO_2 an dieser gemessenen Stelle hervorgerufene Lichtschwächung in einem beliebigen Spektrum derselben Platte zu berechnen. Hier gilt bei analoger Bezeichnung:

$$s_n' = b \log i' + c; \quad s_n'' = b \log x i'' + c$$

somit

$$y = \log \frac{x i''}{i'} = \frac{s_n'' - s_n' - \delta}{a}. \qquad (2)$$

Zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten soll das Lambertsche Absorptionsgesetz in der praktisch bequemeren Form von Bunsen und Roscoe verwendet werden, d. h. es werden die Bunsenschen oder dekadische Absorptionskoeffizienten α aus der Formel berechnet:

$$J = J_0 \cdot 10^{-\alpha \varrho d},$$

in der ϱ die Dichte und d die Schichtdicke der absorbierenden Substanz bezeichnet. Im vorliegenden Fall setzt sich die Schichtdicke aus zwei Teilen zusammen (s. im Abschnitt: die Schichtdicke). Eine Dicke d' rührt her von dem freien Raum zwischen den einzelnen Quarzen, der ja, da sie nur lose ineinander liegen, niemals zu Null werden kann und wirkt auf das gesamte Spektrum während die andere Dicke d, die von dem Raum über dem Halbquarz von der Dicke d herrührt, im Gegensatz dazu nur auf einem Teil des Spektrums absorbierend einwirkt, da das CO_2 im anderen Teil durch den Halbquarz ausgefüllt ist.

Für den oberen Teil des Spektrums gilt also:

$$J' = J_0 \cdot 10^{-\alpha \varrho d'},$$

für den unteren

$$J'' = J_0 \cdot 10^{-\alpha \varrho (d' + d)}.$$

Man findet somit für das Verhältnis der beiden resultierenden Intensitäten:

$$\frac{J''}{J'} = 10^{-\alpha \varrho d}. \qquad (3)$$

Da I_0 die Intensität des einfallenden, nicht die des auffallenden Lichtes bedeutet, ist also stillschweigend angenommen, daß die Reflexion durch das CO_2 in beiden Teilen des Spektrums dieselbe ist, eine Annahme, die bei dem jedenfalls sehr geringen Reflexionsvermögen durchaus gerechtfertigt erscheint.

Ein Vergleich der Formeln (2) und (3) ergibt endlich

$$y = -\alpha \varrho d$$

oder

$$\alpha = -\frac{y}{\varrho d}. \qquad (4)$$

Auf diese Weise wurden die Absorptionskoeffizienten α für 35 Spektren auf 12 Platten für je 17 verschiedene Wellenlängen berechnet.

Die Ergebnisse.

Allgemeines Verhalten.

Die einzige Zahlenangabe über die Absorption ultravioletten Lichtes durch CO_2 findet sich in der zitierten Arbeit von Kreussler. Sie bezieht sich auf gasförmiges CO_2 von Atmosphärendruck und gibt auf das hier verwendete Absorptionsgesetz umgerechnet folgende drei Werte für Wellenlängen im äußersten Ultraviolett:

$\lambda(\mu\mu)$	α
186	0,00249
193	0,000930
200	0,000343

Meine Untersuchung reicht nur bis zu einer kürzesten Wellenlänge von 2195 Å.E. Doch stehen die von Kreussler gefundenen α-Werte in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß selbst bei einem Druck von 60 Atm. und einer Schichtdicke von 110 cm keine Absorption zu bemerken war, solange das CO_2 gasförmig blieb.

Sobald hingegen das CO_2 flüssig wird, absorbiert eine Schicht von 2 mm das ultraviolette Licht fast vollkommen, so daß sich beim Übergang vom flüssigen zum gasförmigen Aggregatzustand ein Sprung des Absorptionskoeffizienten ergibt, der bestimmt mehr als das 1000fache beträgt. In Übereinstimmung damit ergaben sich aus den Berechnungen Absorptionskoeffizienten zwischen rund 5,0 und 14,0. Dieser Sprung des Absorptionskoeffizienten tritt sowohl dann ein, wenn gasförmiges CO_2 flüssig, wie wenn flüssiges gasförmig wird. Es ergibt sich aber weiter die bemerkenswerte Tatsache, daß die für den flüssigen Zustand charakteristische starke Absorption auch oberhalb des kritischen Punktes ($t = 31{,}3^0$ C, $P = 72{,}9$ kg/qcm), genauer des kritischen Druckes, erhalten bleibt. Befindet sich das CO_2 in flüssigem Zustand unterhalb des kritischen Druckes und der kritischen Temperatur, so zeigt es die erwähnte starke Absorption im Ultravioletten, und diese bleibt erhalten, wenn das CO_2 durch bloße Steigerung des Druckes in den überkritischen Zustand übergeführt wird. Sie ist bei konstanter Temperatur von $14{,}6^0$ C bei einem Druck von 60,3 kg/qcm von derselben Größenordnung wie bei einem Druck von 94 kg/qcm. Steigt jedoch die Temperatur des CO_2 in überkritischem Zustand über die kritische Temperatur, so verschwindet die Absorption vollständig bei allen Drucken zwischen dem kritischen und etwa 100 kg/qcm.

Die Aufnahmen, bei denen der Sprung des Absorptionskoeffizienten oberhalb des kritischen Punktes festgestellt wurde, waren (wegen der leichteren Ausführung) in der Weise verlaufen, daß nach erfolgter Kondensation im Absorptionsrohr bei konstanter niedriger Temperatur der Druck erhöht und hierauf bei konstantem hohen

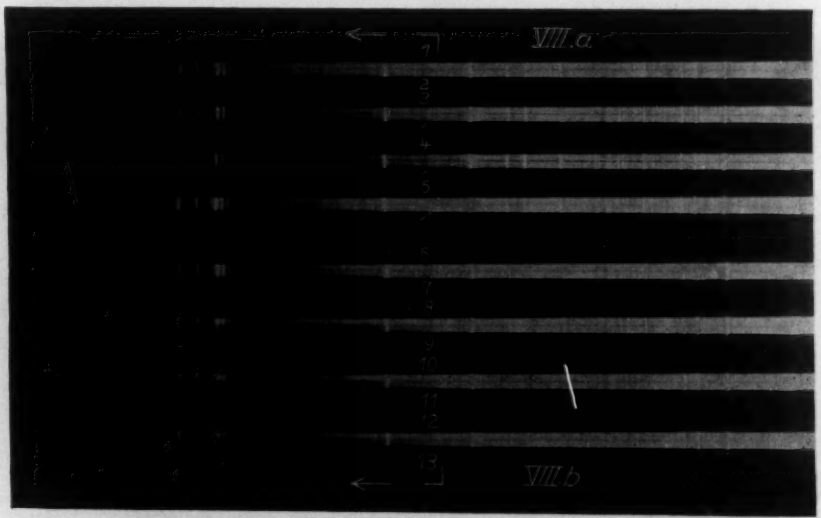


Fig. 5.

Druck die Temperatur langsam gesteigert wurde, wobei nach Überschreiten der kritischen Temperatur die vorher vorhandene starke Absorption vollständig verschwand. Um jedoch ganz sicher zu gehen, schien es wünschenswert, denselben Weg auch rückwärts zu durchlaufen. CO_2, das bei überkritischem Druck und überkritischer Temperatur keine Absorption zeigen dürfte, mußte durch Abkühlung bei konstantem Druck in einem Zustand übergeführt werden, bei welchem Absorption auftritt. Dieser Versuch ergab völlig einwandfrei das erwartete Resultat.

Die beschriebenen Erscheinungen sieht man auf Fig. 5, die die Reproduktion der ersten Platte einer Aufnahmeserie zeigt. Die Dicke des verwendeten Halbquarzes beträgt 0,861 mm. Der durchgehende Spalt war etwa 0,25 mm dick. Die vier ersten Spektren sind zur Ermittlung der Schwärzungskurve ohne CO_2 aufgenommen, wie vorher beschrieben. Die beiden Teile des Spektrums zeigen keinen Unterschied. Ihre Trennungslinie ist als feine dunkle Linie zu erkennen. Bei der fünften Aufnahme war das Absorptionsrohr mit gasförmigem CO_2 bei 64,8 kg/qcm Druck gefüllt. Sie zeigt keinerlei Veränderung gegenüber den vorhergehenden Aufnahmen. Im 6., 7. und 8. Spektrum zeigt sich im kurzwelligen Teil deutlich der Unterschied zwischen dem oberen und unteren Teil des Spektrums, der durch die Absorption verursacht wird. Das CO_2 hat hier einen Druck von 81,9 kg/qcm bei einer Temperatur von $15{,}5^0$ C bzw. 82,2 kg/qcm bei $t = 21{,}5^0$C und 82,1 kg/qcm bei $t = 25{,}8^0$ C. Von dieser Platte wurden von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 13 Registrierungen in den aufgeschriebenen Teilen und Grenzen hergestellt.

Einen Überblick über das Auftreten bzw. Fehlen der starken Absorption bei den verschiedenen Zuständen des CO_2 gibt ein P-T-Diagramm, in das alle Spektralaufnahmen, die im Verlauf der Arbeit hergestellt wurden, unter diesem Gesichtspunkt eingetragen worden sind (Diagramm I).

Aus den erhaltenen Aufnahmen läßt sich nicht schließen, daß der Sprung des Absorptionskoeffizienten im überkritischen Zustand ebenso groß ist wie beim Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase. Das Absorptionsvermögen des CO_2 braucht also keinen diskontinuierlichen Sprung im überkritischen Zustande aufzuweisen. Es ist wohl vernünftiger anzunehmen, daß es von einer gewissen Temperatur an einen zwar kontinuierlichen, aber sehr steilen Abfall zeigt. Es ist ferner zu bedenken, daß bei einem Verhältnis wie im vorliegenden Fall, wo die Absorption durch die Flüssigkeit so sehr viel größer ist, als durch das Gas von gleichem Druck, der Nachweis einer Absorption ultravioletten Lichtes im überkritischen Zustand ein weitaus empfindlicheres Mittel ist, um Veränderungen in den Gasmolekeln festzustellen, als die allgemein beobachtbaren Dichteschwankungen und Opaleszenzerscheinungen.

Es bietet sich demnach folgende Möglichkeit einer Erklärung der beobachteten Erscheinungen. Der Unterschied der Absorption durch das flüssige und durch das gasförmige CO_2 kann nur durch irgendeine innere Umgestaltung der Moleküle oder deren Komplexe erklärt werden. Beim normalen Verdampfen wird sich die eine Molekülart in die andere verwandeln. In der Fig. 6, die ein

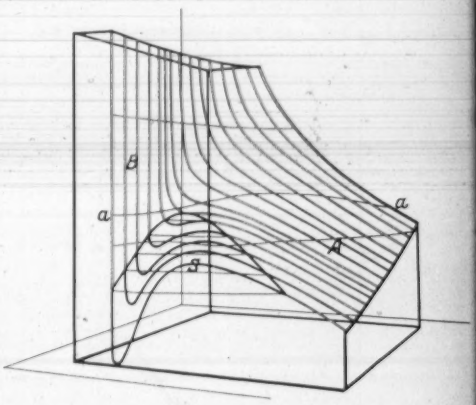


Fig. 6.

Modell der Isothermen des CO_2 darstellt, wären also im gasförmigen Zustand — rechts von dem deutlich hervortretendem Sättigungsgebiet S — Moleküle vorhanden, die kein ultraviolettes Licht absorbieren. Beim Übergang in den flüssigen Zustand — links vom Sättigungsgebiet S — hätten sich die Moleküle so geändert, daß sie jetzt imstande sind, ultraviolettes Licht kräftig zu absorbieren. Beim Heizen von gasförmigen CO_2 tritt selbstverständlich keine Absorption ein, wie auch die Versuche zur Genüge gezeigt haben (s. Diagramm I). Man erhält also auf diese Weise im Gebiet A des überkritischen Zustandes Moleküle der ersten Art. Weiter haben die Versuche folgendes ergeben: Wird der Druck von flüssigem CO_2 bei unterkritischen Temperaturen über den kritischen erhöht, so bleibt die Absorption bestehen und man erhält im Gebiete B des überkritischen Zustandes Moleküle der zweiten Art (s. Diagramm I). Zwischen den Gebieten A und B muß somit ein Übergang der Moleküle erster Art in die der zweiten Art stattfinden, und zwar, wie sich ergeben hat, in einem verhältnismäßig

kleinen Bereich von T. Es ist anzunehmen, daß dieser Übergang dort stattfinden wird, wo die Zustandsfläche an sich schon ein besonderes Verhalten zeigt, d. h. in den Wendepunkten der überkritischen Isothermen bzw. Isobaren. Die Kurve aa in Fig. 6 zeigt, daß bei isobarer Temperaturerhöhung von CO_2 aus dem Gebiete B not-

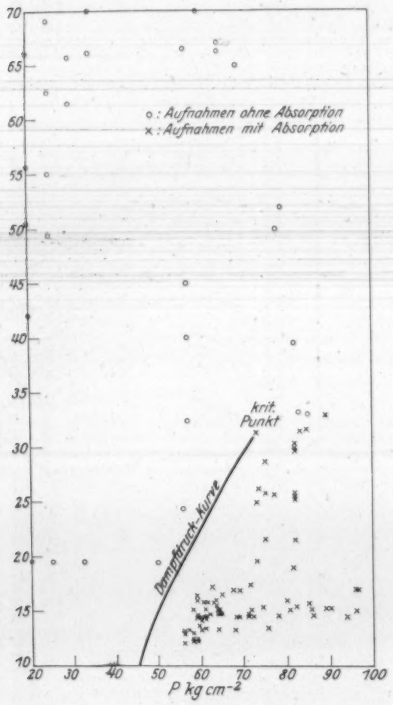


Diagramm I.

wendigerweise eine Isotherme in ihrem Wendepunkt überschritten wird. Es wird also anzunehmen sein, daß bei dieser Temperatur die zweite Molekülart in die erste übergeht und umgekehrt. Aus dem bekannten Verlauf der Isobaren des CO_2[1]) geht weiter hervor, daß die eben erwähnte Temperatur nur wenig über der kritischen Temperatur liegt und mit wachsendem Druck langsam zunimmt. Wie eine genauere Betrachtung des Diagramms I zeigt, wird also die Annahme, daß der Übergang in den Wendepunkten stattfindet, durch die Versuche bestätigt.

Die Ergebnisse der Versuche lassen sich also dahin zusammenfassen:

Es existieren zwei verschiedene Molekülarten des CO_2, die sich durch ihre Absorption im Ultravioletten deutlich unterscheiden. Die für die flüssige Phase charakteristischen Moleküle absorbieren ultraviolettes Licht im Gegensatz zu den Molekülen der gasförmigen Phase. Beide Molekülarten existieren auch im überkritischen Zustand und gehen in dem Gebiet, wo die überkritischen Isothermen und Isobaren ihre Wendepunkte haben, ineinander über.

Hieraus würde der Schluß zu ziehen sein, daß der Übergang zwischen den beiden Molekülarten sich in einem um so größeren P-T-Intervall vollzieht, je mehr man sich dem Zustand des idealen Gases nähert.

Die Absorptionskoeffizienten.

Zur Berechnung der Absorptionskoeffizienten wurden von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 138 Registrierungen hergestellt. In der Tabelle I sind die Aufnahmen zusammengestellt,

Tabelle I.

t ° C	P kg/qcm	ϱ	d mm
14,5	60,2	0,836	0,630
14,5	60,3	0,837	0,426
14,5	69,3	0,857	0,522
14,5	94,0	0,893	0,426
14,6	71,2	0,860	0,522
14,6	71,8	0,861	0,522
14,6	78,0	0,872	0,630
14,6	85,8	0,882	0,426
14,7	72,2	0,861	0,522
14,8	63,9	0,843	0,861
14,8	64,6	0,843	0,630
14,8	71,9	0,859	0,861
15,2	80,5	0,870	0,630
15,4	74,4	0,859	0,630
15,5	81,9	0,870	0,861
17,5	71,5	0,835	0,522
19,0	81,3	0,842	0,630
19,6	73,0	0,820	0,522
21,5	81,8	0,820	0,630
21,5	82,2	0,821	0,861
21,6	75,2	0,805	0,861
25,1	72,9	0,725	0,522
25,3	81,8	0,769	0,630
25,5	82,2	0,768	0,630
25,7	76,9	0,741	0,861
25,8	82,1	0,764	0,861
26,2	73,3	0,712	0,426
29,8	82,2	0,720	0,861
29,9	82,2	0,720	0,861
30,4	82,1	0,715	0,630
30,6	82,9	0,709	0,861
30,7	83,6	0,710	0,861
33,0	84,8	0,698	0,861

1) Jellinek, Lehrbuch d. phys. Chemie **1**, 441, Fig. 113, Stuttgart 1914.

deren dekadische Absorptionskoeffizienten α bezogen auf 1 cm CO_2 auf die angegebene Weise für 17 verschiedene Wellenlängen zwischen den Grenzen $\lambda = 2553{,}27$ Å.E. und $\lambda = 2194{,}71$ Å.E. berechnet werden konnten. Die Schichtdicke d ist in mm gemessen. Die Dichten ϱ bezogen auf die von Wasser bei 4^0 C und Atmosphärendruck als Einheit wurden nach den Tabellen von Amagat[1]) berechnet. Die Wellenlängen sind dem Atlas von Eder und Valenta[2]) entnommen. Die Linie 2288,12 Å.E. zeigt in allen Aufnahmen Selbstumkehr.

Von den berechneten Absorptionskoeffizienten wurden die Mittelwerte für jede Wellenlänge gebildet. Sie sind in der Tabelle II angegeben. Um einen Überblick über die erreichte Genauigkeit zu erhalten, wurden außerdem die mittleren Fehler berechnet, die in der dritten Spalte in Prozenten aufgeführt sind. Die Fehler sind trotz der durch die photographischen Platten bedingten Ungenauigkeit etwas zu groß. Dies rührt wahrscheinlich daher, daß bei den äußerst geringen Schichtdicken ein durch eine leichte Unebenheit in der Röhre verursachtes Schiefliegen eines eingeschobenen Quarzes oder ein nicht genau senkrechtes Einschrauben der Fenster des Absorptionsrohres schon sehr bemerkbare Unterschiede in der Schichtdicke und damit in der Absorption hervorrufen kann.

Tabelle II.

λ	α	ε Proz.
2552,27	7,4	8,1
2499,92	7,8	10,2
2488,05	8,0	10,0
2478,67	7,2	9,7
2436	7,9	11,4
2427	6,8	11,0
2425	5,3	11,3
2350	4,7	10,6
2329,28	9,8	11,2
2306,72	12,0	10,8
2288,12	11,6	8,6
2288,12	12,4	8,0
2265,04	14,2	9,2
2294	8,8	10,2
2239,94	12,8	7,8
2224	13,7	10,9
2194,71	14,1	7,1

In der Tabelle III sind die α-Werte von zwei Spektren vereinigt, bei denen die Absorption sehr gering war. Die errechneten Werte dürften zum größten Teil innerhalb des Fehlers der Methode liegen und sind daher nicht reell. Bei der ersten Aufnahme war das CO_2 trotz Kühlung im Absorptionsrohr nicht flüssig geworden, bei der zweiten Aufnahme ist der Sprung des Absorptionskoeffizienten eingetreten. Die Absorption, die in der vorhergehenden Aufnahme bei $30{,}7^0$ C und 83,6 kg/qcm $\varrho = 0{,}710$, $d = 0{,}861$ mm noch normale Werte der Absorptionskoeffizienten ergibt, ist hier bei $t = 33{,}0^0$ und $p = 84{,}8$ kg/qcm, $\varrho = 0{,}698$ bereits nicht mehr meßbar.

Tabelle III.

λ	I.	II.
2552,27	+ 1,0	— 0,5
2499,92	+ 0,5	— 0,2
2488,05	+ 0,4	— 0,9
2478,67	— 1,5	— 0,8
2436	+ 0,6	— 1,2
2427	+ 1,8	+ 0,6
2425	+ 1,0	+ 0,3
2350	+ 1,3	+ 1,2
2329,28	— 0,3	+ 1,1
2306,72	+ 0,9	+ 1,3
2288,12	+ 0,6	+ 2,3
2288,12	+ 0,9	+ 3,3
2265,04	+ 0,2	+ 2,0
2249	+ 1,4	+ 3,5
2239,94	—	+ 3,9
2224	+ 1,3	— 0,6
2194,71	+ 0,9	+ 5,9

Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge ist in dem Diagramm II dargestellt, in dem die α-Werte der Tabelle II als

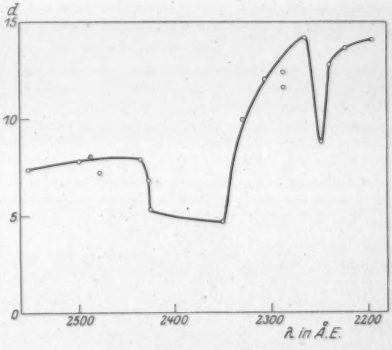


Diagramm II.

Ordinaten und die Wellenlänge als Abszissen eingetragen sind. Die Absorption beginnt ungefähr bei $\lambda = 2675$ Å. E. Die Absorptionskoeffizienten nehmen zunächst mit abnehmender Wellenlänge langsam zu, und zeigen zuerst bei $\lambda = 2435$ Å.E. einen geringen aber deutlichen steilen Abfall. Sie

1) E. H. Amagat, Ann. Chim. Phys. (6), **29**, 112, 1893.

2) Eder u. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1905.

wachsen dann sehr rasch wieder und erreichen bei $\lambda = 2265$ Å. E. ein Maximum. Hier hat sich ein α ergeben, dessen Wert $4 \cdot 10^4$ mal so groß ist wie der von Kreussler für gasförmiges CO_2 und $\lambda = 2000$ Å. E. gefundene. Nach diesem Maximum zeigt die Kurve einen sehr steilen Abfall bis $\lambda = 2249$ Å. E. und nimmt dann etwas langsamer wieder zu. Es scheint also eine sehr breite verwaschene Bande des CO_2 vorzuliegen, deren Kopf am kurzwelligen Ende bei $\lambda = 2435$ Å. E. liegt und eine zweite deutliche und schmälere Bande bei $\lambda = 2265$ Å. E., die das Interwall von $\lambda = 2360$ Å. E. bis $\lambda = 2250$ Å. E. ausfüllt, und deren Kopf gleichfalls am kurzwelligen Ende liegt.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Es wird eine Methode angegeben, um die Absorption verflüssigter Gase bei hohen Drucken und Temperaturen und kleinen Schichtdicken quantitativ zu messen.

2. Es wird gezeigt, daß Kohlendioxyd im flüssigen Zustand ultraviolettes Licht etwa 1000 mal stärker absorbiert als im gasförmigen Zustand, bei gleichem Druck. Das starke Absorptionsvermögen des flüssigen CO_2 bleibt auch im überkritischen Zustand erhalten und verschwindet bei Zunahme der Temperatur sehr rasch in der Umgebung der Wendepunkte der überkritischen Isothermen und Isobaren.

3. Es werden die Absorptionskoeffizienten zwischen den Wellenlängen $\lambda = 2552$ Å. E. und $\lambda = 2195$ Å. E. berechnet. Die Absorption kann angesehen werden als hervorgerufen durch eine breite Bande des CO_2 mit einem Maximum bei $\lambda = 2265$ Å. E. und eine zweite nicht so ausgeprägte, deren Maximum etwa bei $\lambda = 2435$ Å. E. liegt.

Vorliegende Arbeit wurde im Theoretisch-Physikalischen Institut der Universität Leipzig unter Leitung des inzwischen verstorbenen Herrn Geheimrat Prof. Dr. Th. Des Coudres ausgeführt, dem ich für seine Anregung zu dieser Arbeit, sowie für sein reges Interesse und die stete Förderung der Arbeit zu größtem Dank verpflichtet bin.

Herr Prof. Dr. F. Weigert kam mir in liebenswürdigster Weise beim Abschluß der Arbeit entgegen.

Die Helmholtz-Gesellschaft stellte die Mittel zum Photometrieren der Spektralaufnahmen zur Verfügung.

Herrn Obermechanikermeister A. Dornfeld, der die mechanischen Arbeiten ausführte, möchte ich auch an dieser Stelle herzlich danken.

(Eingegangen 15. September 1928.)

Die Kerr-Konstante des Nitrobenzols.

(Vorveröffentlichung.)

Von R. Möller.

Unter den Flüssigkeiten, die den Kerr-Effekt zeigen, nimmt das Nitrobenzol insofern eine besondere Stellung ein, als es die größte bis jetzt bekannte Kerr-Konstante besitzt und deshalb heute in der Technik bei der Bildtelegraphie und beim Tonfilm Verwendung findet. Daher interessiert auch die Größe der Kerr-Konstanten dieser Substanz besonders. Folgende Tabelle gibt einen Überblick über die früheren Bestimmungen derselben und zeigt, daß von einer zufriedenstellenden Übereinstimmung nicht die Rede sein kann.

Schmidt (1902)	$B = 2{,}17 \cdot 10^{-5}$ [1]
Leiser (1910)	$B = 3{,}66 \cdot 10^{-5}$ [2]
Lippmann (1912)	$B = 4{,}05 \cdot 10^{-5}$ [3]
McComb (1909)	$B = 2{,}87 \cdot 10^{-5}$ [4]
Lyon (1914)	$B = 4{,}43 \cdot 10^{-5}$ [5]
Szivessy (1920)	$B = 2{,}83 \cdot 10^{-5}$ [6]
Ilberg (1928)	$B = 2{,}49 \cdot 10^{-5}$ [7].

Die letzteren 4 Werte sind auf $T = 20^0$ C und $\lambda = 546 \cdot 10^{-7}$ cm reduziert, während bei den ersten dreien wegen der Unsicherheit von λ und T davon abgesehen wurde.

Aus diesem Grunde erschien eine Neubestimmung der Kerr-Konstanten wünschenswert.

Prinzip der Messung:

„An zwei Kondensatorplatten, die sich im Nitrobenzol befinden, den Abstand a (in cm) und die Länge l (in cm) haben, wird eine Gleichspannung E (in elst. Einh.) gelegt. Nun werden die Spannungen bestimmt, bei denen der Gangunterschied Δ (gemessen in Wellenlängen) der parallel und senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Lichtkomponenten $^1/_2$, 1, $^3/_2$, 2 usw. ist. Dann gilt nach Kerr: $B = \dfrac{\Delta a^2}{l E^2}$.

Vorversuche:

„Die größten Schwierigkeiten machte die Herstellung eines Nitrobenzols von geringer Leitfähigkeit. Bei den ersten Versuchen, bei denen das Nitrobenzol irgendwie mit der Luft in Berührung kam, wurde schon nach ganz kurzer Zeit die Leitfähigkeit durch Aufnahme von Luft-

1) Ann. d. Phys. **7**, 142, 1902.
2) Abh. d. Bunsen-Ges. Nr. 4, 1910.
3) Dissert. Leipzig 1912.
4) Phys. Rev. **29**, 525, 1909.
5) Dissert. Freiburg 1914.
6) Zeitschr. f. Phys. **2**, 30, 1920.
7) Physik. Zeitschr. **29**, 670, 1928.

feuchtigkeit so groß, daß bei hohen Feldstärken häufig Funkenübergänge zwischen den Kondensatorplatten stattfanden und infolge der entstehenden Jouleschen Wärme Schlierenbildung eintrat, die jede Messung verdarb. Natürlich war keine der Messungen reproduzierbar. Schließlich ging ich dazu über, das Nitrobenzol vollständig von der Luft abzuschließen und es im Vakuum (unter seinem eigenen Dampfdruck) aufzubewahren.

Die endgültige Konstruktion der Kerrzelle war folgende: An ein Glasrohr von 10 cm Länge und 3 cm Durchmesser war auf der einen Seite eine Klarglasplatte aufgeschmolzen, während das andere Ende zu einem Teller, an dem eine Planfläche angeschliffen wurde, umgebogen war. In der Mitte des Rohres waren 3 Ansätze, 2 mit Einschmelzungen für die Stromzuführung und einer zum Einfüllen des Nitrobenzols. Gegen den Teller wurde mit leichtem Druck eine plane Glasplatte gepreßt. Da nun das Nitrobenzol die meisten vakuumsicheren Kitte löst, wurde, um saubere Versuchsbedingungen zu haben, von vornherein von einer Kittung abgesehen und ein Quecksilberverschluß angewandt.

Nach sorgfältiger Reinigung der ganzen Glasapparatur wurde Nitrobenzol in das Vorrats-

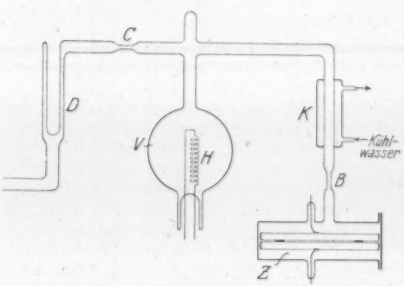


Fig. 1.

gefäß (V) gefüllt, die Luft ausgepumpt und das Nitrobenzol mittels der Heizspirale (H) langsam zum Sieden gebracht. Das erste Destillat, in dem sich Wasser befand, wurde abgepumpt und in dem mit flüssiger Luft beschickten Kühler (D) ausgefroren. Nach einiger Zeit wurde bei C abgeschmolzen und der Rest des Nitrobenzols unter Zwischenschaltung des Kühlers (K) in die Zelle destilliert und zuletzt bei B abgeschmolzen.

Die Kondensatorplatten bestanden aus Messing, waren 10 cm lang, 1,5 cm breit und 0,6 cm dick. Auf jeder Längsseite befanden sich noch zwei Vorsprünge, die zur Aufnahme der vier abstandhaltenden Glasplättchen und der Elfenbeinstückchen dienten, die die Kondensatorplatten mit leichtem Druck gegen die Glasplättchen preßten. Die Messingplatten waren auf einer Seite genauestens plan geschliffen worden und wurden bei den letzten Versuchen vergoldet, da das Messing im Laufe der Zeit im Nitrobenzol leichte Anlauffarben zeigte.

Die Versuchsanordnung.

Der Spalt (S), der sich im Brennpunkt der Linse (L) befand, wurde von hinten mit einer Quecksilberquarzlampe (Qu) beleuchtet. Das aus

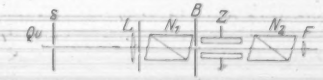


Fig. 2.

L parallel austretende Lichtbüschel passierte zuerst ein ziemlich monochromatisches Grünfilter für die grüne Quecksilberlinie 546 $\mu\mu$, den ersten Nikol (N_1), die Zelle (Z) und den zweiten Nikol (N_2). Der Spalt wurde mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr (F) beobachtet. Um zu vermeiden, daß das von den Kondensatorplatten reflektierte Licht mitbeobachtet wurde, waren an denselben vorstehende Elfenbeinschneiden angebracht und eventuell wurde noch eine zum Spalt (S) parallelstehende spaltförmige Blende (B) in den Strahlengang gebracht. Nach genauer Einjustierung ging die Messung folgendermaßen vonstatten: Zuerst wurde N_1 so orientiert, daß das polarisierte Licht unter 45^0 zu den Kraftlinien auf die Zelle fiel und N_2 parallel zu N_1 gestellt. Nun wurden, wie schon erwähnt, die Spannungen gemessen, bei denen das Gesichtsfeld wieder dunkel erschien. Diese Spannungen entsprechen einem Gangunterschied $\Delta = {}^1/_2, {}^3/_2, {}^5/_2$ usw. Bei der zweiten Versuchsreihe wurden die Nikols gekreuzt und aus den jetzigen „Dunkelspannungen", wie Ilberg[1]) sie nennt, ergibt sich $\Delta = 1, 2, 3$ usw. Folgende Tabelle I gibt die Resultate:

Die Spannungsmessung erfolgte mit einem Präzisionsinstrument von Siemens & Halske, dessen ganzer Ausschlag (150 Skalenteile) 3006 Volt entsprach. Als Spannungsquelle diente ein Hochspannungsaggregat, welches hochgespannten Wechselstrom lieferte, der mit Glühkathodenventilen gleichgerichtet wurde. Die Spannung für die Zelle wurde an einem Potentiometer von 200 000 Ohm abgegriffen. Die Messung der durch den gleichgerichteten Wechselstrom bedingten Spannungsschwankungen mit der

1) S. o.

Tabelle I.

Δ	E in Volt	T in °C	E für $\Delta = 1$	E Mittel	$B \cdot 10^5$	$B_{20°} \cdot 10^5$	$B_{20°} \cdot 10^5$
1/2	1162	21,8	1644	1621	3,36	3,46	3,46
3/2	1970		1609				
5/2	2555		1616				
7/2	3026		1617				
1	1643	22,4	1643	1629	3,33	3,47	
2	2298		1625				
3	2805		1619				

Braunschen Röhre ergab, daß hierdurch keine Störungen zu befürchten waren.

Die Kondensatorplattenlänge betrug 10,02 cm. Die elektrisch wirksame Plattenlänge wurde nach Lemoine[1]) zu 10,046 cm gefunden. Die Glasplättchen, die den Abstand der Kondensatorplatten bestimmten, waren aus einer planparallelen Glasplatte geschnitten; ihre mit einer guten Mikrometerschraube gemessene Dicke betrug 0,0993 cm.

Unter Berücksichtigung des Kerrschen Gesetzes wurden sämtliche Dunkelspannungen auf $\Delta = 1$ umgerechnet. Die sich daraus ergebenden Kerrkonstanten finden sich gleichfalls in obiger Tabelle. Reduziert man diese Werte nach Szivessy[2]) auf 20° C und mittelt nochmals, so erhält man schließlich $B = 3{,}46 \cdot 10^{-5}$. Die Genauigkeit läßt sich mit 1,5 Proz. angeben.

Die Temperaturbestimmung geschah anfangs mit einem Thermometer, das außerhalb dicht neben der Zelle angebracht war und später mit einem kleinen in der Zelle befindlichen Thermometer. Die Befürchtung, daß das Nitrobenzol zwischen den Kondensatorplatten eine durch die Stromwärme bedingte Temperaturerhöhung erfahren könnte, hat Szivessy (s. o.), der Thermoelemente in den Raum zwischen den Kondensatorplatten hineinbrachte, als unbegründet erwiesen. Außerdem wäre bei den vorliegenden Messungen infolge der außerordentlich geringen Leitfähigkeit von $7 \cdot 10^{-11}$ cm^{-1} Ohm^{-1} bei 2000 Volt angelegter Spannung erst in 7 Minuten eine Erwärmung von $^1/_{10}{}^0$ C zu erwarten, wenn man, was bei senkrecht stehenden Kondensatorplatten der Fall ist, annimmt, daß Temperaturunterschiede sich durch Konvektionsströme ausgleichen.

Es zeigte sich, daß beim plötzlichen Anlegen einer hohen Spannung an die Zelle der Strom momentan sehr stark anstieg und erst langsam auf den der obigen Leitfähigkeit entsprechenden Wert zurückging. Die wahrscheinliche Ursache davon waren leitende Verunreinigungen, die sich immer noch im Nitrobenzol befanden. Um auch diese herauszubringen, wurde eine elektrolytische Vorreinigung vorgenommen, über deren endgültige Ergebnisse jedoch erst später berichtet werden soll.

Leider ergab sich aber bei den Messungen in der genauen Bestimmung der Dunkelspannungen eine Schwierigkeit. Diese ließen sich nämlich nicht exakt feststellen, da vollständige Dunkelheit (vor allem bei $\Delta = ^1/_2$ und $\Delta = 1$) nicht erreicht wurde.

Nun hatte schon Lohaus[1]) und später Ilberg[2]) festgestellt, daß die Helligkeit, also auch Δ über den Raum zwischen den Kondensatorplatten nicht gleichmäßig war, woraus auf eine Änderung der Feldstärke geschlossen werden mußte. Vor allem wurde von beiden ein rapider Spannungsabfall (als große Feldstärke) in der Nähe der Elektroden beobachtet. So wäre es also erklärlich, daß, wenn auch in dem mittleren Raum zwischen den Platten, in dem bei der vorliegenden Arbeit gemessen wurde, die Feldstärke nicht konstant war, niemals vollkommene Dunkelheit zu erwarten wäre.

Es erschien deshalb notwendig, einmal den Verlauf dieser Feldstärkenverteilung zu messen. Die Versuchsanordnung war dieselbe wie die frühere, nur wurde der Abstand der Kondensatorplatten auf 0,3520 cm erweitert. An Stelle des Fernrohrs trat eine photographische Platte, auf der das durch die Zelle fallende parallele Lichtstrahlenbüschel ohne Zwischenschalten irgendwelcher Linsen aufgefangen wurde. Der Spalt S (Fig. 2) stand wie früher parallel zu den Kondensatorplatten und hatte eine Breite von $^1/_{10}$ mm. Störend waren Interferenzerscheinungen, die an den Kondensatorplatten auftraten und in unmittelbarer Nähe derselben ($^1/_5$ mm) eine Feldstärkemessung unmöglich machten. Da das Gesichtsfeld der Nikols bei der späteren Auswertung der Messungen mit ausphotometriert wurde, war es notwendig, vollständig klare, schlieren- und blasenfreie Nikols zu verwenden.

Um die Schwärzung auf der Platte auf Lichtintensitäten beziehen zu können, wurden zwischen den Aufnahmen mit elektrischem Feld durch meßbare Verdrehung von N_2 Schwärzungs-

1) Compt. Rend. **122**. 835, 1896.
2) S. o.

1) Physik. Zeitschr. **27**, 217, 1926.
2) S. o.

Tabelle II.

Nr.	E in Volt	$\mathfrak{E}$ Mittel in elst. Einh.	$B \cdot 10^5$	T in °C	$B_{20°} \cdot 10^5$	$B_{20°} \cdot 10^5$
1	3207	0.563	3.24	22.0	3.36	3.47
2	3608	0.645	3.36	22.1	3.48	
3	4410	0.796	3.43	22.4	3.57	
4	4811	0.855	3.32	22.4	3.46	

marken gedruckt. Außerdem wurden bei bestimmter, aber immer gleicher Nikolstellung Aufnahmen eingeschaltet, um das gleichmäßige Brennen der Quecksilberlampe zu kontrollieren. Nach jeder Aufnahme wurde die Platte senkrecht zum Spalt etwas verschoben, so daß alle Aufnahmen nebeneinanderlagen.

Für die Auswertung wurden die Aufnahmen auf dem Koch-Goosschen Präzisionsmikroregistrierphotometer durchregistriert und so die Schwärzungen gefunden. Aus den für die Schwärzungsmarken bekannten Lichtintensitäten ließ sich dann leicht für die Feldaufnahmen der Verlauf von $\frac{H}{H_0}$ bestimmen, wo H die auf die Platte und H_0 die auf die Zelle fallende Lichtintensität bedeutet.

Wie nun auch Ilberg[1]) gezeigt hat, besteht zwischen diesem Quotienten und dem Gangunterschied Δ die Beziehung

$$\frac{H}{H_0} = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\pi\Delta)$$

für den Fall, daß die Nikols parallel stehen. Setzen wir $\Delta = B l \mathfrak{E}^2$, so folgt

$$\frac{H}{H_0} = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\pi B l \mathfrak{E}^2)$$

und weiter

$$B = \frac{\arccos\left(\frac{2H}{H_0} - 1\right)}{2\pi l \mathfrak{E}^2}.$$

Durch willkürliche Annahme von B und l wurde $\frac{H}{H_0}$ als Funktion von $\mathfrak{E}$ in einer Kurve aufgetragen. So konnte schließlich zu jeder Schwärzung eine relative Feldstärke gefunden werden. Die so erhaltenen relativen Feldstärkenverteilungen sind in der Fig. 3 für vier verschiedene Spannungen gezeichnet. Durch Ausmessen der durch eine Kurve und die Kondensatorplatten begrenzten Fläche mit einem Planimeter konnte jedesmal eine mittlere relative Feldstärke (gestrichelte Linie) bestimmt werden. Da man nun die an den Kondensatorplatten liegende Gesamtspannung kennt, konnte aus der Lage dieser mittleren Feldstärke der Feldstärkenverlauf im absolutem Maß festgelegt werden. So ergeben sich aus obiger Formel für die vier gezeichneten Kurven folgende Werte für B (s. Tabelle II).

Bei der Berechnung wurde gesetzt: $a = 0{,}3520$ cm. Die reduzierte Plattenlänge war

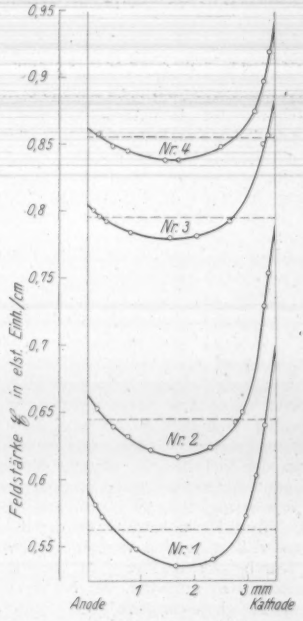


Fig. 3.

$l = 10{,}61$ cm. Die Spannungsmessung wurde mit demselben Instrument wie früher ausgeführt; nur entsprach der volle Ausschlag jetzt 6013 Volt. Das Thermometer befand sich, vom Nitrobenzol eingehüllt, mit in der Zelle. Die Genauigkeit der Messung ist nicht sehr groß wegen der Schwierigkeit in der präzisen Auswertung der Photogramme. Jedoch ist ihr eigentlicher Zweck ja, den Feldstärkenverlauf aufzunehmen, und man muß vorläufig noch einen Fehler von gut 2 Proz. in Kauf nehmen.

1) S. o.

Diskussion der Resultate.

Die von Lohaus und Ilberg gefundene ungleichmäßige Feldverteilung ist bestätigt worden; allerdings betragen die maximalen Feldstärkenunterschiede bei Feldstärken, die etwa $\Delta = 0{,}7$ entsprechen, nur 10 Proz. Man sieht aus den Kurven, daß von der Mitte aus nach beiden Elektroden zu die Feldstärke anwächst, und zwar nach der Kathode hin besonders stark. Weiter haben die Kurven die Tendenz, mit wachsender Spannung zu verflachen. Diese Resultate lassen folgende Schlüsse auf die Ursache der Verunreinigung zu: Die Verunreinigung verhält sich wie ein Elektrolyt, der sich abscheidet und verschiedene Wanderungsgeschwindigkeit hat. Ein großer Teil vielleicht auch die gesamte Leitfähigkeit beruht auf einer Verunreinigung, die elektrolytisch abgeschieden werden kann, und es ist wahrscheinlich auf diesem Wege auch die ungleichmäßige Feldverteilung zu beseitigen.

Die aus der photographischen Methode gefundene Kerr-Konstante stimmt überraschend gut mit der aus der ersten Methode gewonnenen überein, obwohl die ungleichmäßige Feldverteilung hier gar nicht berücksichtigt wurde. Bei kleinen Plattenabständen und hohen $\mathfrak{E}$ scheint sie also eine nur geringe Rolle zu spielen. Allerdings sieht man aus der ersten Tabelle, daß man bei kleinen Feldstärken ($\Delta = {}^1/_2$ und $\Delta = 1$), wohl infolge der dann auftretenden Ungleichmäßigkeit des Feldes, zu kleine Werte für B erhielt.

Zu den am Anfang gegebenen früheren Messungen sei kurz gesagt, daß der Wert von Lyon nach eigener Angabe zu groß ist. Die Werte von Mc Comb und Szivessy, die mit Gleichspannung und Feldstärken von nur ca. 3000 Volt/cm gemessen haben, sind wahrscheinlich wegen der Nichtberücksichtigung der ungleichmäßigen Feldverteilung zu klein. Der von Ilberg mit Wechselspannung gefundene außerordentlich kleine Wert ist wahrscheinlich dadurch zu erklären, daß man eine wesentliche Erwärmung des Nitrobenzols im Raum zwischen den Kondensatorplatten annimmt. Da bei Wechselstrom die Leitfähigkeit ca. $3 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{cm}^{-1}\,\mathrm{Ohm}^{-1}$, also das 4000fache der in vorliegender Arbeit in Frage kommenden, beträgt, besteht vielleicht doch diese Gefahr der Erwärmung, wie ein Vergleich mit obiger Temperaturbilanz zeigt.

Bei der Fortführung der Messungen soll einerseits versucht werden, die Leitfähigkeit des Nitrobenzols noch weiter herabzudrücken, andererseits die photographische Methode zu verfeinern und vor allen Dingen dieselbe bei noch höheren Feldstärken anzuwenden, was bis jetzt unmöglich war, da nur eine Spannungsquelle von 5000 Volt zur Verfügung stand.

Die ausführliche Beschreibung der Apparate und die Fehlerdiskussion werden in meiner demnächst erscheinenden Dissertation veröffentlicht.

Hamburg, Institut für angewandte Physik, den 16. November 1928.

(Eingegangen 17. November 1928.)

Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen[1])

Von Georg D. Cristescu.

Man denke sich eine aus einer Kollimatorlinse C bestehende Vorrichtung, die die Strahlen einer Lichtquelle S parallel macht. Diese Strahlen treffen in R_1 und R_2 auf ein aus zwei Teilen zusammengesetztes Gittersystem, und zwar ein Gitter dicht hinter dem anderen, deren Linien so parallel als möglich zueinander laufen. Das erste Gitter R_1 ist an dem beweglichen Teil M befestigt; dessen Verschiebungen beobachtet werden sollen, während R_2 unbeweglich bleibt.

Wenn die opaken und transparenten Teile der Gitter aufeinanderfallen, wie es auf der Figur der Fall ist, so durchquert das Licht dieses System und wird hierauf mit Hilfe einer zweiten Linse L auf eine photoelektrische Zelle F oder auf eine Thermosäule konzentriert. Es ist nun leicht einzusehen, daß eine Verschiebung in einer zu den Linien der Gitter senkrechten Richtung die ebenso groß ist wie die Entfernung zwischen zwei opaken oder zwei transparenten Teilen, eine Maximalveränderung der in F auffallenden Lichtmenge, damit also auch der Intensität des elektrischen Stromes — gleichviel, ob man ihn verstärkt oder nicht — hervorruft, den man mit Hilfe eines Galvanometers mißt.

Um das Auftreten von Beugungserscheinungen zu vermeiden, die bei Verwendung feiner Gitter auftreten, durch die allerdings eine große Empfindlichkeit erzielt wird, benutzt man bei rechtlinigen Verschiebungen eine etwas kompliziertere Vorrichtung. Mit Hilfe eines mit einer starken Lichtquelle ausgerüsteten Projektionssystems, das keine Fluktuationen aufweist, wird das vergrößerte Bild des sehr feinen beweg-

1) Aus dem Französischen von Walther Hinz, stud. phil., Paris.

lichen Gitters auf ein zweites festes Gitter projiziert, dessen Konstante $a + b$ die gleiche ist wie die des Bildes. Wenn die hellglänzenden und gleich weit voneinander entfernten Linien, aus denen sich das Bild zusammensetzt, mit den opaken Teilen des festen Gitters zusammenfallen, so stellt man in der Regel nur einen schwachen Ausschlag des Galvanometers fest; sobald aber die Lage dieser Linien verändert wird, wenn auch nur um einen sehr geringen Betrag, so beobachtet

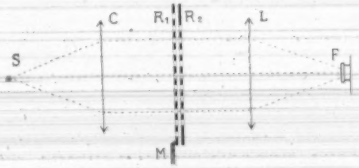


Fig. 1.

man ohne Mühe den Durchgang eines mehr oder minder intensiven elektrischen Stromes.

Auf diese Weise kann man nicht nur die schwächsten Verschiebungen aufdecken, sondern auch außerordentlich genaue Messungen vornehmen, wenn man die nötigen Vorkehrungen trifft, damit die Ausschläge des Galvanometers streng proportional der auf die Zelle auftreffenden Lichtmenge sind.

Benutzt man an Stelle des vergrößerten Bildes eines Gitters die Interferenzlinien, die durch einen Luftkeil zwischen zwei Glasplättchen veranlaßt werden, so kann man unter Zuhilfenahme dieses Verfahrens die Dichteschwankungen dieses Keiles mit sehr großer Genauigkeit beobachten und messen.

Wenn es sich um sehr kleine Winkelverschiebungen handelt, wird das bewegliche System wie gewöhnlich mit einem Plan- oder Konkavspiegel ausgerüstet. Das reelle Lichtbild eines ersten festen Gitters wird, nachdem die Strahlen auf dem Spiegel reflektiert worden sind, auf ein zweites festes Gitter[1]) projiziert, hinter dem sich die Zelle befindet.

Die Funktionsweise ist leicht verständlich.

Man erreicht so eine Art Verstärkung des Ausschlagwinkels.

In allen bis jetzt aufgeführten Fällen erhält man, wenn man die Ausschläge des Galvanometers auf einem Blatt Bromsilberpapier, das auf einer sich langsam und gleichmäßig drehenden Trommel angebracht ist, registriert, ein Diagramm, das mit großer Genauigkeit nicht nur den Betrag angibt, um den sich das eine der Gitter im Verhältnis zum andern verschoben hat, sondern auch die Geschwindigkeit dieser Verschiebung, ihre Schwankungen und die eventuell auftretenden Veränderungen des Bewegungssinnes.

Da die Ausschläge des Galvanometers, wenn es sich um Verschiebungen bei konstanter Geschwindigkeit handelt, proportional der von der photoelektrischen Zelle oder der Thermosäule aufgenommenen Lichtmenge sind, erhält man eine Reihe Linien ähnlich den auf Fig. 2 festgehaltenen[2]).

Die Aufnahme ist dann gut gelungen, wenn jede Linie vollkommen geradlinig von einem Ende bis zum anderen verläuft.

Auf der zweiten Photographie findet man eine bei gleichmäßiger Geschwindigkeit entstandene Verschiebung von 0,377 mm registriert, und zwar unter Verwendung von Gittern mit nur 5 Linien pro Millimeter. Trotz des geringen am Galvanometer aufgetretenen Ausschlags kann man aus dieser Aufnahme ersehen, daß Verschiebungen von 0,1 mm Linien von 10 cm Länge entsprechen.

Wenn die Bewegung für eine gewisse Zeitspanne unvermittelt aussetzt und hierauf in gleicher Richtung ebenso unvermittelt wieder

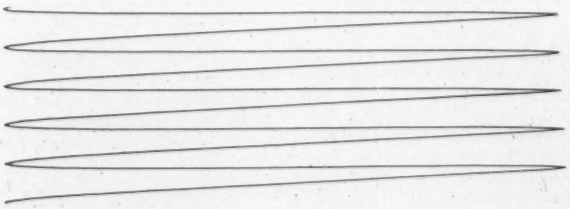


Fig. 2.

1) Es ist zweckmäßig, für die Konstante $a + b$ den Wert 0,5 oder 1 mm anzunehmen.

2) Diese Aufnahme wurde, wie alle übrigen hier wiedergegebenen, mit Hilfe der Vorrichtung auf Figur 1 unter Verwendung einer Thermosäule und eines Galvanometers, System Dr. Moll, erzielt (aus den Werkstätten von Kipp & Zonen, Delft-Holland); die Gitter wiesen 5 Linien pro Millimeter auf.

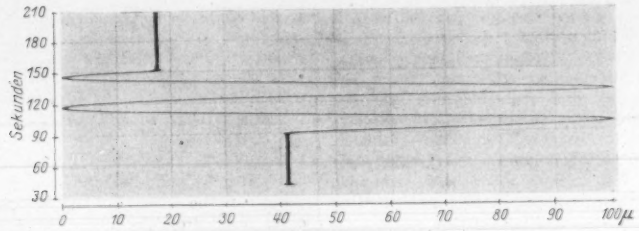


Fig. 3.

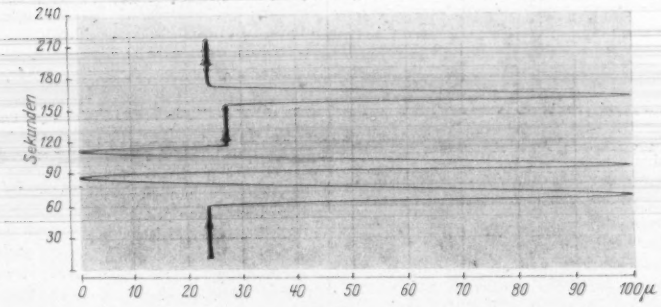


Fig. 4.

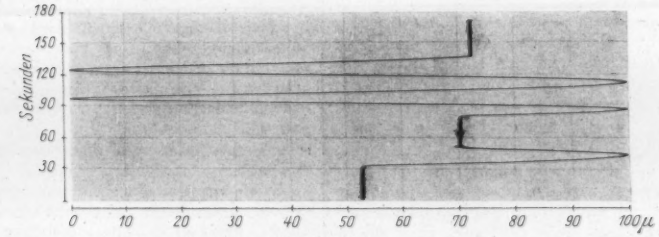


Fig. 5.

einsetzt, so erhält man ein Diagramm ähnlich dem von Figur 4 (Verschiebung: 0,552 mm). Eine die Richtung wechselnde Bewegung bewirkt ein Ergebnis wie in Figur 5 wiedergegeben (Endverschiebung: 0,339 mm).

Im allgemeinen ist jedoch die Verschiebungsgeschwindigkeit nicht gleichförmig. In diesem Fall sind die erhaltenen Linien mehr oder minder gekrümmt. Ist die Geschwindigkeit gering, so sind sie zusammengepreßt; sie sind es weniger im entgegengesetzten Falle. Zuweilen steigt die Geschwindigkeit zu Beginn langsam an, erreicht einen konstanten Maximalwert und fällt dann ab. Die unter solchen Umständen erzielten Diagramme ähneln stark der Aufnahme Nr. 3. Der einzige Unterschied besteht im Fehlen schroffer Kanten zu Anfang und am Ende, die vielmehr abgerundet erscheinen. Auf diese Weise kann man auf photographischem Wege alle Schwankungen in der Geschwindigkeit sehr kleiner Verschiebungen festhalten.

Es ist vielleicht angebracht, zu dem bisher Ausgeführten noch einige allgemeine Bemerkungen hinzuzufügen.

Vor allen Dingen sei an die übrigens wohlbekannte Tatsache erinnert, daß die Verschiebung des Lichtflecks auf einem geraden Meßblatt

oder einer Registriertrommel nur für Winkel unterhalb 3° als einfach proportional mit dem Ausschlag des Galvanometerspiegels betrachtet werden darf. Was über diesen Wert hinausgeht bedarf einer Korrektur unter Zuhilfenahme der Ausdrücke der Poggendorffschen Methode.

Ferner muß man zu den beschriebenen Meßverfahren ein Galvanometer verwenden, das nicht nur sehr empfindlich ist, sondern auch so konstruiert ist, daß die Schwingungen in hohem Maß abgedämpft werden und das Instrument soweit als irgend möglich vor Erschütterungen geschützt ist. Die nicht immer vermeidbaren Erschütterungen bewirken, daß der Spiegel in Schwingung gerät. In diesem Fall nimmt der Lichtfleck das Aussehen einer Fläche an Stelle einer sehr feinen leuchtenden Linie an, oder er erscheint — statt eines Punktes — als eine Linie. Die Gleichgewichtslage bleibt jedoch im Mittelpunkt derselben. Auf den erzielten Diagrammen sind die Linien nicht mehr fein, sondern im Gegenteil dick und unscharf abgegrenzt.

Dicke Linien erhält man auch dann, wenn die Verschiebung eben aufgehört hat, wenn sie zu langsam erfolgt, oder wenn der Lichtfleck sich gerade in der Maximal- oder Minimalausschlagsposition befindet und einen Augenblick stille hält, um seinen Bewegungssinn zu ändern.

In solchen Fällen ist es zweckmäßig, mit Hilfe eines Widerstandes die Lichtintensität der Lampe zu verringern, die die Quelle für den Lichtfleck darstellt. Man muß ganz allgemein bemüht sein, auf den Diagrammen so feine Linien wie nur möglich zu erzielen.

Wichtig ist weiterhin die Beobachtung, daß die hier aufgeführten Methoden nur bei solchen Verschiebungen angewandt werden können, deren Geschwindigkeit ziemlich klein ist. Wenn die Geschwindigkeit zu groß ist, so können die beweglichen Teile des Galvanometers infolge des Trägheitsgesetzes nicht allen Intensitätsschwankungen des Stromes folgen.

Schließlich kann es noch zuweilen vorkommen, daß die Bewegung gerade in dem Augenblick ihre Richtung ändert, wo der Ausschlag des Galvanometers sein Maximum oder Minimum erreicht hat. Vollzieht sich diese Änderung schroff, so kann sie unter Umständen unbemerkt bleiben. Dieser Fall tritt jedoch nur sehr selten auf, und außerdem nimmt man bekanntlich bei allen Bestimmungen in der Regel mehrere Messungen vor, so daß diese Fehlerquelle bedeutungslos wird.

Bukarest, Laboratorium für Optik an der Universität, August 1928.

(Eingegangen 10. Oktober 1928.)

Über die Bilder im Winkelspiegel.

Von I. Würschmidt.

Als Ergänzung zu der unter dem gleichen Titel erschienenen Arbeit von T. Oryng[1]) sei im folgenden eine elementare Behandlung des Problems gegeben, die die einzelnen möglichen Fälle m. E. etwas übersichtlicher hervortreten läßt, zugleich aber zu einer einfachen Regel zur Bestimmung der Bilderzahl führt.

In Fig. 1, sei P der Gegenstand, OS_1 und OS_2 seien die beiden Spiegel, die Winkel S_1OP

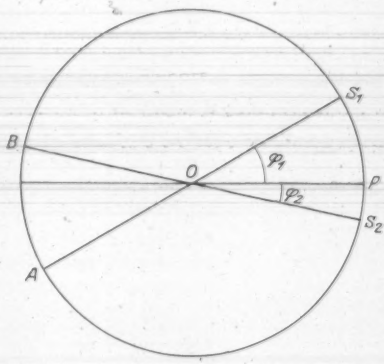


Fig. 1.

und S_2OP seien gleich φ_1 bzw. φ_2 wobei $\varphi_1 \geq \varphi_2$; die Winkel der in S_1 entstehenden Bilder werden von P aus nach oben, d. h. im Sinne einer Linksdrehung, die der Bilder in S_2 von P aus nach unten gezählt. Offenbar hat das 1. Bild in S_1 den Winkel $2\varphi_1$, das 1. Bild in S_2 den Winkel $2\varphi_2$; es spiegelt sich dann das 1. Bild in S_1 (1,1) in S_2; das so erzeugte Bild in S_2 (2,2) hat den Winkel $2\varphi_2 + 2\varphi_1$. Entstehungsweise und Winkel der Bilder sind aus folgendem Schema ersichtlich:

$$
\begin{array}{lcl}
2\varphi_1 & = (1,1) & \\
 & \searrow & \searrow \quad (1,2) = 2\varphi_2 \\
2\varphi_1 + 2\varphi_2 & = (2,1) & \searrow \quad (2,2) = 2\varphi_2 + 2\varphi_1 \\
4\varphi_1 + 2\varphi_2 & = (3,1) & \searrow \quad (3,2) = 4\varphi_2 + 2\varphi_1 \\
4\varphi_1 + 4\varphi_2 & = (4,1) & \searrow \quad (4,2) = 4\varphi_2 + 4\varphi_1
\end{array}
$$

Allgemein ist

$$(k,1) = k(\varphi_1 + \varphi_2) + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\,[1 - (-1)^k],$$

wenn k die Bildnummer ist; für S_2 vertauschen sich φ_1 und φ_2.

1) T. Oryng, Physik. Zeitschr. **29**, 41, 1928.

Die Zahl der Bilder findet dadurch eine Begrenzung, daß die Bilder jeweils noch hinter ihrem betreffenden Spiegel liegen müssen, d. h. $(k, 1)$ darf nicht gleich oder größer als $\sphericalangle P S_1 A = 180^0 + \varphi_1$ sein, und ebenso $(k, 2)$ nicht gleich oder größer als $\sphericalangle P S_2 B = 180^0 + \varphi_2$. Da für gerades k

$$\begin{aligned} (k, 1) &= k(\varphi_1 + \varphi_2) & (k, 2) &= k(\varphi_1 + \varphi_2) \\ (k+1, 1) &= k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_1 & (k+1, 2) &= k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_2 \\ (k+2, 1) &= (k+2)(\varphi_1 + \varphi_2) & (k+2, 2) &= (k+2)(\varphi_1 + \varphi_2), \end{aligned}$$

da ferner wegen $\varphi_1 \geqq \varphi_2$ $(k+1, 1) \geqq (k+1, 2)$, so sind folgende Fälle möglich:

1. $(k, 1)$ und $(k, 2)$ existieren, $(k+1, 1)$ und $(k+1, 2)$ nicht mehr
2. $(k, 1)$, $(k, 2)$ und $(k+1, 2)$ existieren, $(k+1, 1)$ nicht mehr
3. $(k, 1)$, $(k, 2)$, $(k+1, 1)$, $(k+1, 2)$ existieren, $(k+2, 1)$ und $(k+2, 2)$ nicht mehr
4. $(k, 1)$, $(k, 2)$, $(k+1, 1)$, $(k+1, 2)$ und $(k+2, 1$ existieren, $(k+2, 2)$ nicht mehr.

Die Bedingungen sind:

1. $k(\varphi_1 + \varphi_2) < 180^0 + \varphi_1$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) < 180^0 + \varphi_2$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_1 \geqq 180^0 + \varphi_1$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_2 \geqq 180^0 + \varphi_2$
   Bilderzahl in S_1 $z_1 = k$
   „ „ S_2 $z_2 = k$
   Gesamtzahl $z = 2k$

2. $k(\varphi_1 + \varphi_2) < 180^0 + \varphi_1$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) < 180^0 + \varphi_2$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_1 \geqq 180^0 + \varphi_1$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_2 < 180^0 + \varphi_2$
   Bilderzahl in S_1 $z_1 = k$
   „ „ S_2 $z_2 = k+1$
   Gesamtzahl $z = 2k+1$

3. $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_1 < 180^0 + \varphi_1$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_2 < 180^0 + \varphi_2$
   $(k+2)(\varphi_1 + \varphi_2) \geqq 180^0 + \varphi_1$
   $(k+2)(\varphi_1 + \varphi_2) \geqq 180^0 + \varphi_2$
   Bilderzahl in S_1 $z_1 = k+1$
   „ „ S_2 $z_2 = k+1$
   Gesamtzahl $z = 2k+2$

4. $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_1 < 180^0 + \varphi_1$
   $k(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\varphi_2 < 180^0 + \varphi_2$
   $(k+2)(\varphi_1 + \varphi_2) < 180^0 + \varphi_1$
   $(k+2)(\varphi_1 + \varphi_2) \geqq 180^0 + \varphi_2$
   Bilderzahl in S_1 $z_1 = k+2$
   „ „ S_2 $z_2 = k+1$
   Gesamtzahl $z = 2k+3$.

Von den je 4 Bedingungen sind stets je 2 durch die beiden anderen wegen $\varphi_1 > \varphi_2$ mit gegeben; es bleiben somit die folgenden:

1. $k < \dfrac{180^0 + \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_1 = k$
   $k \geqq \dfrac{180^0 - \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_2 = k$
   $\quad z = 2k$

2. $k < \dfrac{180^0 + \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_1 = k$
   $k < \dfrac{180^0 - \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_2 = k+1$
   $\quad z = 2k+1$

3. $k < \dfrac{180^0 - \varphi_1}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_1 = k+1$
   $k \geqq \dfrac{180^0 - \varphi_1 - 2\varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_2 = k+1$
   $\quad z = 2k+2$

4. $k < \dfrac{180^0 - \varphi_1}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_1 = k+2$
   $k < \dfrac{180^0 - \varphi_1 - 2\varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_2 = k+1$
   $\quad z = 2k+3$.

Hierbei ist k als gerade Zahl vorausgesetzt. Setzt man $l = k+1$ so schreiben sich die Fälle 3 und 4 folgendermaßen:

3. $l < \dfrac{180^0 + \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_1}$ $\quad z_1 = l$
   $l \geqq \dfrac{180^0 - \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_2 = l$
   $\quad z = 2l$

4. $l < \dfrac{180^0 + \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_1 = l+1$
   $l < \dfrac{180^0 - \varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}$ $\quad z_2 = l$
   $\quad z = 2l+1$

d. h. die Fälle 3 und 4 werden für ungerades l mit den Fällen 1 und 2 in bezug auf die Bedingungen identisch.

Somit ergibt sich folgende Regel zum Aufsuchen der Bilderzahlen z_1, z_2 und z:

Man berechnet $\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$; ist die nächstniedrigere ganze Zahl k gleich oder größer als $\frac{180^0-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$, so existieren in jedem Spiegel k, also im ganzen $z=2k$ Bilder. Ist sie kleiner als $\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1-\varphi_2}$ und gerade, so existieren in S_1 k, in S_2 $k+1$, also im ganzen $2k+1$ Bilder, ist sie kleiner als $\frac{180^0-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$ und ungerade, so existieren in S_1 $k+1$, in S_2 k, also im ganzen gleichfalls $2k+1$ Bilder. Die Zahl reduziert sich um Eins in den am Schluß angeführten Sonderfällen.

Um über die bei gegebenem Gesamtwinkel $\varphi_1+\varphi_2$ möglichen Fälle ein Bild zu gewinnen, setzen wir: $\frac{180^0}{\varphi_1+\varphi_2}=n+\varepsilon$, wobei n eine ganze Zahl, ε ein echter Bruch, $\frac{\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}=\delta$ ($\leq 0{,}5$, da $\varphi_1>\varphi_2$).

Dann ist die nächstniedere ganze Zahl k unter $\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}=n+\varepsilon+\delta$ zu suchen und zu prüfen, ob sie größer oder kleiner als $\frac{180^0-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}=n+\varepsilon-\delta$ ist. So ergibt sich:

I. Gruppe: $\underline{\varepsilon+\delta>1;\ k=n+1}$

$n+1$ ist stets $>n+\varepsilon-\delta$;

also $z=2k=2n+2$.

II. Gruppe: $\underline{\varepsilon+\delta<1;\ k=n}$

1. Fall: $\varepsilon-\delta>0;\ n<n+\varepsilon-\delta$;

$$\underline{z=2k+1=2n+1}$$

2. Fall: $\varepsilon-\delta<0;\ n>n+\varepsilon-\delta$;

$$\underline{z=2k\quad=2n}.$$

Die einzelnen Gebiete sind in Fig. 2 dargestellt; Die Linie AB entspricht dem Grenzfall zwischen I und II ($\varepsilon+\delta=1$). Die Linie OB dem Grenzfall zwischen II, 1 und II, 2 ($\varepsilon-\delta=0$).

Im Falle $\varepsilon+\delta=1$ ist, da $\delta\leqq 0{,}5$, $\varepsilon\geqq 0{,}5$, $\varepsilon-\delta\geqq 1$, also positiv; ferner $\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$ eine ganze Zahl m; also ist die nächst niedere ganze Zahl $m-1=n$ und $n<n+\varepsilon-\delta$; folglich gehört dieser Grenzfall zu II, 1 ($z=2n+1$).

Im Falle $\varepsilon-\delta=0$ ist $n=n+\varepsilon-\delta$, d. h. dieser Grenzfall gehört zu II, 2.

Im Falle $\varepsilon=\delta=0{,}5$ (Lage in B) ist $\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}=m$, d. h. eine ganze Zahl, und $\frac{180^0-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}=m-1$; die nächst niedere ganze Zahl unter m ist $n=m-1$; da nun $n=m-1$, so existieren $z=2n$ Bilder; der Grenzfall $\varepsilon=\delta=0{,}5$ gehört zu II, 2. Somit sind die 3 möglichen Fälle einschließlich der Grenzfälle:

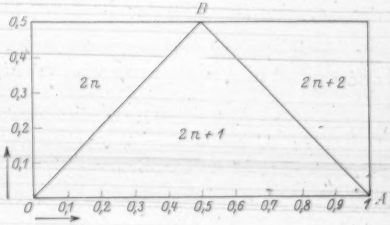


Fig. 2.

1. Fall	2. Fall	3. Fall
$\varepsilon+\delta>1$	$\varepsilon+\delta\leq 1$	$\varepsilon+\delta\leq 1$
	$\varepsilon-\delta>0$	$\varepsilon-\delta\leq 0$
$\underline{z=2n+2}$	$\underline{z=2n+1}$	$\underline{z=2n}$

Die so gefundene Zahl der Bilder reduziert sich um Eins, wenn 2 Bilder der beiden Spiegel zusammenfallen. Dies ist möglich, wenn entweder zwei Bilder mit gerader Nummer auf 180^0 fallen oder zwei mit ungerader Nummer. Also:

1. Sonderfall $2\nu_1(\varphi_1+\varphi_2)=180^0$ oder $\frac{180^0}{\varphi_1+\varphi_2}=2\nu_1$ d. h. für $\varepsilon=0$ bei beliebigem Wert von δ; also für n gerade.

2. Sonderfall $2\nu_2(\varphi_1+\varphi_2)+2\varphi_1=180^0=2\nu_2(\varphi_1+\varphi_2)+2\varphi_1$ d. h. für $\varphi_1=\varphi_2$ aber $\delta=0$ und $\frac{180^0}{\varphi_1+\varphi_2}=2\nu_2+1$, also für $\varepsilon=0$ und n ungerade.

Es seien im folgenden Beispiele für alle möglichen Fälle gegeben, wobei die Grenzfälle mit zwei bzw. drei Nummern versehen sind; die unterstrichene Nummer ist die zur Berechnung in Betracht kommende.

Es ist jedoch zur Bestimmung von z keinesfalls die Berechnung von n, ε, δ und die Bestimmung des Falles nötig, sondern es genügt

Tabelle I.

	φ_1	φ_2	$\varphi_1+\varphi_2$	n	ε	δ	Fall	z
1	18^0	14^0	32^0	5	0.625	0.437	1.	$2n+2=12$
2	20^0	12^0	32^0	5	0.625	0.375	1. 2.	$2n+1=11$
3	22^0	10^0	32^0	5	0.625	0.312	2.	$2n+1=11$
4	30^0	10^0	40^0	4	0.5	0.25	2.	$2n+1=9$
5	20^0	20^0	40^0	4	0.5	0.5	1. 2. 3.	$2n=8$
6	26^0	8^0	34^0	5	0.294	0.235	2.	$2n+1=11$
7	24^0	10^0	34^0	5	0.294	0.294	2. 3.	$2n=10$
8	22^0	12^0	34^0	5	0.294	0.353	3.	$2n=10$
9	20^0	10^0	30^0	6	0	0.333	3. S_1	$2n-1=11$
10	18^0	18^0	36^0	5	0	0	3. S_2	$2n-1=9$

die Anwendung der oben gegebenen Regel. Vgl. die folgende Übersicht. (Tabelle I u. II.)

Tabelle II.

	$\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$	$k\,\frac{180-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$	z
1.	$6\,{}^1/_{16}$	$6>5\,{}^3/_{16}$	$2k=12$
2.	6	$5<5\,{}^4/_{16}$	$2k+1=11$
3.	$5\,{}^{15}/_{16}$	$5<5\,{}^5/_{16}$	$2k+1=11$
4.	$4\,{}^3/_4$	$4<4\,{}^1/_4$	$2k+1=9$
5.	5	$4=4$	$2k=8$
6.	$5\,{}^9/_{17}$	$5<5\,{}^1/_{17}$	$2k+1=11$
7.	$5\,{}^{10}/_{17}$	$5=5$	$2k=10$
8.	$5\,{}^{12}/_{17}$	$5>4\,{}^{16}/_{17}$	$2k=10$
9.	$6\,{}^1/_3$	$6>5\,{}^2/_3$	$2k-1=11$
10.	$5\,{}^1/_2$	$5>4\,{}^1/_2$	$2k-1=9$

Zusammenfassung.

Ist der Winkel zwischen den beiden Spiegeln $\varphi=\varphi_1+\varphi_2$ und der Winkel zwischen Gegenstand und dem entfernteren Spiegel φ_1, so bestimmt man die Zahl der Bilder folgendermaßen:

Man bildet $\frac{180^0+\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}=k+\beta$, wobei k eine ganze Zahl, β ein echter Bruch ist. Wenn $k\geqq\frac{180^0-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$, so gibt es $z=2k$ Bilder, wenn $k<\frac{180^0-\varphi_2}{\varphi_1+\varphi_2}$, so gibt es $Z=2k+1$ Bilder. Für die Sonderfälle

1. $\frac{180^0}{\varphi_1+\varphi_2}=$ einer geraden Zahl,

2. $\frac{180^0}{\varphi_1+\varphi_2}=$ einer ungeraden Zahl und $\varphi_1=\varphi_2$

reduziert sich die Zahl der Bilder um Eins, d. h. auf $z=2k-1$[1]).

Nachtrag bei der Korrektur.

Zu den beiden angeführten Sonderfällen, in denen sich die Zahl der Bilder um Eins reduziert, kommt noch der Fall, daß ein Bild mit ungerader Nummer in S_1 mit einem gleichfalls ungerader Nummer in S_2 zusammenfällt. Wegen der Zählung in entgegengesetzter Richtung muß dann sein:

$$[(2\nu_3+1)(\varphi_1+\varphi_2)+\varphi_1-\varphi_2]$$
$$+[(2\nu_4+1)(\varphi_1+\varphi_2)+\varphi_2-\varphi_1=360^0$$

oder $$(\nu_3+\nu_4+1)(\varphi_1+\varphi_2)=180^0,$$

d. h. in diesem Falle muß 180^0, dividiert durch $\varphi_1+\varphi_2$ eine ganze Zahl geben.

Mit diesem dritten Sonderfall reduzieren sich die beiden genannten auf den alle drei umfassenden Fall:

Bei beliebiger Lage des Gegenstandes zwischen beiden Spiegeln reduziert sich die Zahl der Bilder um Eins wenn $180^0:(\varphi_1+\varphi_2)$ eine ganze Zahl ist.

1) Nach Abschluß der vorliegenden Ausführungen wurde mir die Mitteilung von H. Maurer (diese Zeitschr. **29**, 147, 1928) zugänglich. Die in gewissen Sonderfällen auftretenden halben Bilder werden auch für ausgedehntes Objekt vermieden, wenn man die Rechnung für verschiedene φ_2 durchführt. Wir betrachten ein Bild, das gerade in eine Spiegelebene fällt, als schon nicht mehr existierend. Im übrigen ist die vorliegend angegebene Regel zur Auffindung der Bilderzahl äußerst einfach und macht die Unterscheidung der Fälle bis auf die zwei Sonderfälle ganz unnötig.

(Eingegangen 19. September 1928.)

BESPRECHUNGEN.

H. Danneel, Elektrochemie und ihre physikalisch-chemischen Grundlagen. IV: Elektrolyse. Mit 41 Fig. und mehreren Tabellen. 144 Seiten. Sammlung Göschen Bd. 980. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter u. Co. 1928. Preis in Leinen geb. RM. 1.50.

In diesem letzten Bande der Elektrochemie handelt es sich um ein sehr mannigfaltiges Tatsachengebiet, wo die Bemühungen um die theoretischen Deutungen noch z. T. stark im Flusse sind. In Anbetracht dieser Umstände kann man die Darstellung des Verfassers als eine in vieler Hinsicht nützliche Übersicht bezeichnen, die sich besonders in den technischen Teilen durch Reichhaltigkeit auszeichnet. Man findet leider auch in diesem Bande nur ganz vereinzelt Hinweise auf die ausführlicheren Werke.
L. Ebert.

W. Georgii, Wettervorhersage. Die Fortschritte der synoptischen Meteorologie. Wissenschaftliche Forschungsberichte. Herausgegeben von Dr. Raphael Ed. Liesegang, Frankfurt a. M. Band XI. Gr. 8°. VIII u. 114 S. Mit 58 Abb. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. 1924. M. 4.50, geb. M. 5.70.

Das Problem der Wettervorhersage ist unmittelbar nach dem Kriege durch die Arbeiten der norwegischen und österreichischen Meteorologenschulen auf eine neue Grundlage gestellt worden, indem gegenüber der bisherigen auf Erfahrungssätzen und Regeln beruhenden Methode mehr der physikalische Standpunkt hervorgekehrt und außerdem in dem sogenannten Bjerknesschema eine neue Arbeitsweise für die praktische Anwendung geschaffen wurde. Georgii hat das Verdienst in dem vorliegenden Büchlein, das bereits 1924 erschien, als erster eine zusammenhängende Darstellung dieser Fortschritte der synoptischen Meteorologie gegeben zu haben. Das Buch kam damals einem dringenden Bedürfnis entgegen, hat aber auch heute, wo mehrere Bearbeitungen des gleichen Problems vorliegen, keineswegs an Wert eingebüßt.

Das 1. Kapitel „Die Grundlagen der Wettervorhersage" gibt einen kurzen geschichtlichen Überblick und behandelt dann weiter die Wetterdienstorganisation. Im 2. Kapitel „Die Abhängigkeit des Wetters von den Luftdruckformen und den atmosphärischen Strömungsverhältnissen" ist besonders die Gegenüberstellung der Wellentheorie von Bjerknes und der Tropfentheorie von Exner hervorzuheben. Im 3. Kapitel „Das Wandern des Wetters" wären die Untersuchungen von Ficker über primäre und sekundäre Druckwellen zu erwähnen. Das letzte Kapitel „Die Vorhersage des jahreszeitlichen Wetters" schneidet das Problem der Langfristprognose an, und zwar auf Grund von Korrelationen verschiedener Gebiete unserer Erdoberfläche. Da gerade auf diesem Gebiete in den letzten Jahren durch Aufsuchen von Periodizitäten der verschiedenen meteorologischen Elemente sehr eifrig gearbeitet wurde, wären hier einige Ergänzungen notwendig, wiewohl gesagt werden muß, daß die praktische Verwertung der hierbei gefundenen Ergebnisse noch stark umstritten ist.

Die Art der Darstellung macht das Buch wertvoll für jeden Physiker, besonders möchte ich dasselbe den Lehrern an den Mittelschulen empfehlen. Hervorzuheben wäre noch die gute Ausstattung des Buches mit schematischen Bildern und Wetterkartenbeispielen.
Peregrin Zistler.

Lichtbiologie und Lichttherapie. Eine Vortragsreihe, veranstaltet gelegentlich der Gründungstagung der Gesellschaft für Lichtforschung. Herausgegeben von Prof. Dr. Hans Meyer. Gr. 8°. VIII u. 441 S. Mit 193 Abb. Berlin u. Wien, Urban & Schwarzenberg. 1928. M. 37.50.

In 47 Vorträgen werden in diesem Sonderdruck der „Strahlentherapie" die physikalischen, chemischen und biologischen Grundlagen der Lichtforschung und die medizinischen Anwendungsmöglichkeiten der ultraroten, sichtbaren und ultravioletten Strahlung behandelt und zum Teil diskutiert. Vorträge rein physikalischer Natur orientieren über das Wesen des Lichtes (Grebe), über die verwickelten Strahlungsvorgänge in der Atmosphäre (Linke), über die Bedeutung der atmosphärischen Polarisationsphänomene für die Bestimmung des Reinheitsgrades der Erdatmosphäre (Jensen), über die Meteorologie im Dienste der Klimaforschung (Georgi), über Ultravioletts trahler und -filter (Dannmeyer), über eine neue Methode der Lichtmessung mittels des Mekapionprinzips, d. h. Spannungsmessung mit Hilfe der Elektronenröhre (Strauß). Von den biologischen Vorträgen ist hier hervorzuheben das Referat von Hausser über den Einfluß der Wellenlänge in der Strahlungsbiologie und ferner das Referat von Reiter und Gabor, welche die Versuche, die Gurwitsch zur Entdeckung der sog. mitogenetischen Strahlung führten, wiederholten und die Wellenlänge dieser, bei der Zellteilung entstehenden Strahlung exakt bestimmten.

Die Lektüre ist für den strahlungsbiologisch interessierten Physiker lohnend: sie lehrt, welche mühevolle Arbeit auch auf diesem Gebiete schon geleistet und noch zu leisten ist. Literaturhinweise sind reichlich vorhanden, ebenso ein ausführliches Register.
Albrecht.

R. Keller und J. Gicklhorn, Methoden der Bioelektrostatik. Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden herausgegeben von Geh. Med.-Rat Prof. Dr. Emil Abderhalden. Abt. V, Teil 2. Heft 11 (Lfg. 262). Gr. 8°. Mit 27 Fig. Berlin und Wien, Urban und Schwarzenberg. 1928. Geh. RM. 5.—.

Die von R. Keller begründete „Bioelektrostatik" stellt sich im Gegensatze zu der üblichen Elektrophysiologie, die sich in erster Linie mit der Verteilung, der Veränderung und den Ursachen der elektrischen Ströme im lebenden Organismus beschäftigt, die Aufgabe, die Verteilung der Potentiale, bzw. der Ladungen im Organismus als das Primäre gegenüber den elektrischen Strömen, experimentell zu erforschen. Sie behauptet, daß jedes Organ, jede Zelle und jeder Zellbestandteil nach Größe und Vorzeichen bestimmte Ladungen trage, die unter konstanten physiologischen Bedingungen konstant bleiben

und sich mit der Änderung dieser Bedingungen gesetzmäßig verändern. Als unmittelbare Folgerung dieser elektrischen Struktur der Organismen wird die histologische Färbung, das heißt die Sichtbarmachung von Strukturen durch Behandlung mit Farbstoffen, insbesondere die vitale Färbung erklärt, indem die geladenen Farbstoffpartikel an die entgegengesetzt geladenen Orte durch die starken Potentialgefälle im Organismus hingezogen und dort festgehalten werden sollen. Ferner wird auch diesen Feldern eine entscheidende Rolle beim normalen Stofftransport im Organismus und dem Funktionieren wichtiger Organe zugeschrieben.

Die vorliegende Schrift enthält nach einer kurzen, theoretischen Einleitung in ihrem allgemeinen Teil eine sehr klar gehaltene und eingehende Beschreibung der physikalischen Methoden, die von den Autoren und einer Reihe von Mitarbeitern verwendet werden, um einerseits die elektrische Struktur der Organismen zu erforschen, anderseits die histologischen Färbungen planmäßig zu gestalten. Hier sind zu erwähnen die elektrometrischen Methoden zur direkten Messung der Zellpotentiale von Peterfi und Ettisch, die Methoden zur Bestimmung des Ladungssinnes und der Teilchengröße von Farbstoffpartikeln, sowie die Methode zur Messung der DEK. gut leitender Flüssigkeiten des Referenten und die wichtigsten Resultate dieser Methoden für die Bioelektrostatik. Hierauf folgt eine Beschreibung der sinnreichen, ebenfalls auf physikalischen Prinzipien beruhenden Methoden von Gicklhorn zur vitalen Färbung von Pflanzen und zur Messung der gerichteten Permeabilität von tierischen Häuten.

An den allgemeinen physikalisch-methodischen Teil schließt sich ein spezieller, mehr biologisch orientierter Teil an, der vor allem besonders eingehende Tabellen über die physikalisch-biologische Charakteristik der wichtigsten Farbstoffe, ferner eine geistvolle Hypothese von Keller enthält, die beobachtete Doppelbrechung gewisser Zellbestandteile aus dem Kerreffekt in den elektrischen Feldern des Organismus zu erklären. Leider vermißt man eine, wenigstens beispielsweise, genaue Beschreibung des Vorganges, wie man mit Hilfe der physikalischen Methoden vorzugehen hat, um etwa die Färbung eines bestimmten Organes rationell durchzuführen, wie es die Autoren bei ihren bekannten Vitalfärbungsversuchen wirklich getan haben. Fürth.

Berichtigung

zu der Arbeit „Veränderungen im Widerstand beim Spannen von Nickeldraht" von J. B. Seth und Chetan Anand. Diese Zeitschr. **29**, 951—952, 1928.

Auf Seite 951, 2. Spalte, Zeilen 4 bis 2 von unten sollen die Worte: „wenn die Dehnung 15 Proz. der totalen . . . . . beträgt" gestrichen werden.

Tagesereignisse.

Ergebnis des Preisausschreibens über einen Apparat zur Schnellbestimmung des Wassergehaltes von Braunkohle. Zu dem vom Deutschen Braunkohlen-Industrie-Verein, Halle (Saale), gemeinsam mit dem Ostelbischen Braunkohlen-Syndikat, Berlin, dem Mitteldeutschen Braunkohlen-Syndikat, Leipzig, und dem Rheinischen Braunkohlen-Syndikat, Köln, erlassenen Preisausschreiben über ein Verfahren zur Schnellbestimmung des Wassergehaltes von Braunkohle, dessen Bedingungen in dieser Zeitschrift **29**, 352, 1928 bekannt gegeben worden sind, waren insgesamt 57 Bewerbungen eingegegangen. Aus dieser Zahl wurden 9 Bewerbungen in die engere Wahl genommen und am 10. Dezember im Physikalischen Institut der Bergakademie Clausthal von den betr. Bewerbern in Gegenwart des Prüfungsausschusses praktisch vorgeführt. Auf Grund des Ergebnisses dieser praktischen Durchprobung hat der Prüfungsausschuß am 11. Dezember folgende Preise anerkannt:

1. RM. 2000.— dem Frankfurter Forschungsinstitut für Getreidechemie G. m. b. H., Frankfurt a. M., für seine unter dem Kennwort „Deka" eingereichte Bewerbung.
2. RM. 2000.— Bergwerksdir. Trauthwein, Grube Henriette N. L., für seine unter dem Kennwort „Brikettmeistersfreude" eingereichte Bewerbung.
3. RM. 1000.— Dr. Kubierschky, Eisenach, für seine unter dem Kennwort „Suchet so werdet ihr finden" eingereichte Bewerbung.
4. RM. 500.— Dr. Müller, Böhlen, für seine unter dem Kennwort „Durch Titration" eingereichte Bewerbung.
5. RM. 500.— Privatdozent Dr. Fischbeck und Dr. Einecke, Tübingen, für ihre unter dem Kennwort „Kaltextraktion" eingereichte Bewerbung.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Erwin Meyer für Technische Akustik, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Ing. Ulrich Dehlinger für angewandte Physik, an der Universität München Dr. Wolfgang Grossmann für anorganische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Robert Remak für Mathematik und Dr. Ferdinand Trendelenburg für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Leipzig Dr. Josef Kapfhammer zum a. o. Professor für physiologische Chemie an der Universität Freiburg (Br.), der Privatdozent an der Universität Breslau Studienrat Dr. Ferencz Jüttner (theoretische Physik), die Privatdozenten an der Universität Bonn Reinhold Mecke (Physik) und Heinrich Rheinboldt (Chemie) zu a. o. Professoren an den gleichen Hochschulen.

Gastvorlesungen: Der ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Ing. Reinhold Rüdenberg über neue Forschungsgebiete der Elektrotechnik am Massachusetts Institute of Technology in Cambridge U. S. A.

Ehrung: Verliehen den ord. Professoren an der Universität München Dr. Heinrich Tietze (Mathematik), Dr. Oskar Perron (Mathematik) und Dr. Aug. Schmauß (Meteorologie) der Titel Geheimer Regierungsrat.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für organisch-chemische Technologie der Technischen Hochschule Graz Hofrat Dr. Rudolf Andreasch.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.